

**Titre:** Intégration de guides d'onde et microrésonateurs à modes de  
galerie par assemblage à puce retournée

**Auteur:** Antoine Ramier  
Author:

**Date:** 2014

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Ramier, A. (2014). Intégration de guides d'onde et microrésonateurs à modes de  
galerie par assemblage à puce retournée [Mémoire de maîtrise, École  
Citation: Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1489/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/1489/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:** Yves-Alain Peter  
Advisors:

**Programme:** Génie physique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

INTÉGRATION DE GUIDES D'ONDE ET MICRORÉSONATEURS À MODES DE  
GALERIE PAR ASSEMBLAGE À PUCE RETOURNÉE

ANTOINE RAMIER  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
AOUT 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

INTÉGRATION DE GUIDES D'ONDE ET MICRORÉSONATEURS À MODES DE  
GALERIE PAR ASSEMBLAGE À PUCE RETOURNÉE

présenté par : RAMIER Antoine

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., président

M. PETER Yves-Alain, Doct., membre et directeur de recherche

M. SAWAN Mohamad, Ph.D., membre

*À Émilie*



## REMERCIEMENTS

Je remercie tout spécialement mon directeur de recherche, Pr Yves-Alain Peter, pour son support, sa patience et ses encouragements tout au long de ce projet.

Merci également à tous mes collègues du laboratoire : Antoine, Francis, Hala et Joseph. Merci pour votre aide, pour les échanges d'idées et les discussions. Merci simplement pour le plaisir de vous avoir côtoyés durant ces années.

Merci à tout le personnel qui m'a offert son expertise, ses conseils et son soutien tout au long du projet. Merci Yves, Ali, Laurent, Patricia, Richard et Martin. Un merci particulier à Christophe, pour ton temps accordé sans compter et pour ta bonne humeur contagieuse en salle blanche.

Merci au Pr. Ming Wu, à Alejandro Griñe, et à toute l'équipe de m'avoir accueilli et encadré pendant mon séjour à Berkeley.

Enfin, merci à mes amis et ma famille. Merci surtout à Émilie, pour m'avoir chaque jour soutenu à travers les hauts et les bas d'un projet de recherche.

## RÉSUMÉ

Les microrésonateurs à modes de galerie ont suscité l'intérêt de la communauté scientifique au cours des dernières années en raison de leur potentiel en optique non linéaire à faible puissance et pour la réalisation de biocapteurs intégrés ultrasensibles. La difficulté de coupler les résonateurs à facteur de qualité ultra-élevé avec des guides d'onde intégrés sur puce a été établie comme l'un des principaux défis technologiques à surmonter avant d'envisager leur déploiement commercial à grande échelle.

Ce mémoire de maîtrise fait l'étude d'une solution permettant de coupler des guides d'onde intégrés et des microrésonateurs à facteur de qualité ultra-élevés. La solution proposée consiste à fabriquer les résonateurs et les guides d'onde séparément et à les assembler par un procédé de soudure à puce retournée (*flip-chip*) avec une précision d'alignement sous-micrométrique. Un procédé de soudure par thermocompression permettant de lier des couches d'or de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur a été développé.

Les guides d'onde proposés sont des canaux suspendus en  $\text{SiO}_2$ , de section transversale rectangulaire. Ils sont définis à même la couche d'oxyde thermique d'une gaufre de silicium par photolithographie et gravure ionique réactive (RIE). Leur design et leur fabrication sont optimisés afin de minimiser les pertes et d'obtenir un couplage critique avec le microrésonateur.

La nécessité d'ancrer les guides d'onde suspendus au substrat a motivé l'élaboration d'un formalisme mathématique permettant de prédire les pertes causées par ces ancrages et d'étudier leur impact sur la répartition de l'énergie dans les modes des guides d'onde. L'effet de la propagation dans l'ancrage est décomposé sur la base des modes guidés afin de définir une matrice de propagation. L'effet combiné d'une série d'ancrages et de guides peut alors être obtenu en enchaînant les produits matriciels. Ce formalisme permet également de déduire une série de règles de design simples permettant d'optimiser la transmission des guides d'onde.

La caractérisation des différentes sources de pertes a permis de déterminer que l'effet combiné de la rugosité et des ancrages limite la performance des guides d'onde et empêche de mesurer le signal transmis. La réduction des pertes optiques et l'augmentation de la précision d'alignement ont été identifiées comme des améliorations nécessaires pour les dispositifs futurs.

## ABSTRACT

Ultra-high quality-factor whispering gallery microresonators attracted considerable interest in the scientific community thanks to their potential applications in low-power nonlinear optics and ultra-sensitive label-free biosensing. Integrating resonators with on-chip waveguides is one of the main technological challenges to overcome before large scale commercial applications can emerge from research.

This Master's thesis presents a new solution for integrating  $\text{SiO}_2$  waveguides and microresonators. Resonators and waveguides are fabricated on separated wafers, and are then assembled using thermocompression flip-chip bonding with sub-micron placement accuracy.

The proposed waveguide design consists of suspended channel waveguides that are etched out of a thermal oxide film and released by underetching the silicon substrate. Design and fabrication of the devices are optimized to reduce optical losses and obtain critical coupling. Achieving this coupling regime poses stringent requirements on alignment and coupling distance, and therefore a thermocompression process for bonding thin (hundreds of nanometers) gold layers has been developed and characterized.

The necessity to use anchor structures to link the suspended waveguides to the substrate motivated the development of a mathematical model for predicting losses in those anchors and to model how they affect the modal distribution in the waveguide.

Characterization propagation loss sources allowed to assess that the combined effect of sidewall roughness and anchor mode scrambling is preventing adequate signal transmission through the waveguide. Together with flip-chip alignment imprecision, this factor was identified as a necessary improvement for future devices.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iii
REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	vi
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	vii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	x
LISTE DES FIGURES . . . . .	xi
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xiv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .	xv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
1.1 Concepts de base . . . . .	1
1.2 Problématique . . . . .	3
1.3 Solution proposée et objectifs de recherche . . . . .	5
1.4 Plan du mémoire . . . . .	5
CHAPITRE 2 THÉORIE ET REVUE DE LITTÉRATURE . . . . .	7
2.1 Résonateurs à modes de galerie . . . . .	7
2.1.1 Survol . . . . .	7
2.1.2 Applications . . . . .	8
2.1.3 Modes de galerie . . . . .	9
2.1.4 Transmission d'un résonateur circulaire couplé à un guide d'onde . . . . .	15
2.1.5 Pertes, finesse et facteur de qualité . . . . .	20
2.1.6 Notions de couplage critique et idéal . . . . .	23
2.1.7 Biodétection à l'aide de microrésonateurs à modes de galerie . . . . .	25
2.2 Notions d'optique guidée . . . . .	27
2.2.1 Survol et définitions . . . . .	27
2.2.2 Guides d'onde diélectriques plans à saut d'indice . . . . .	28

2.2.3	Théorie des modes couplés . . . . .	30
2.2.4	Guides d'onde rectangulaires . . . . .	30
2.3	Approches de couplage et intégration des microrésonateurs . . . . .	32
2.3.1	Couplage en espace libre . . . . .	33
2.3.2	Prisme . . . . .	33
2.3.3	Guides d'onde . . . . .	34
CHAPITRE 3	DESIGN DES MICROSYSTÈMES . . . . .	39
3.1	Résumé du design . . . . .	39
3.2	Procédé de fabrication . . . . .	41
3.3	Matériaux optiques . . . . .	44
3.3.1	Critères à considérer . . . . .	44
3.3.2	Choix de l'oxyde de silicium . . . . .	45
3.3.3	Sommaire . . . . .	46
3.4	Types de guides d'onde intégrés . . . . .	46
3.5	Contraintes mécaniques et flambage des guides suspendus . . . . .	47
3.5.1	Description du phénomène . . . . .	48
3.5.2	Problèmes liés au flambage . . . . .	49
3.5.3	Sommaire . . . . .	50
3.6	Optimisation des guides d'onde . . . . .	50
3.6.1	Modes guidés . . . . .	51
3.6.2	Ancrages . . . . .	53
3.6.3	Effilement . . . . .	56
3.7	Configuration des microrésonateurs . . . . .	57
CHAPITRE 4	RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX . . . . .	60
4.1	Modèle de propagation dans un guide d'onde suspendu . . . . .	60
4.1.1	Définition du problème . . . . .	61
4.1.2	Diffraction dans l'ancrage . . . . .	62
4.1.3	Matrice de transfert des modes guidés . . . . .	63
4.1.4	Enchaînement de plusieurs ancrages . . . . .	65
4.1.5	Approximation des pertes . . . . .	68
4.1.6	Application au design de guides d'onde . . . . .	69
4.1.7	Résumé du modèle . . . . .	73
4.2	Caractérisation de la microfabrication . . . . .	74
4.2.1	Contraintes dans l'oxyde de silicium . . . . .	74
4.2.2	Rupture des guides suspendus . . . . .	75

4.2.3	Optimisation de la découpe des puces . . . . .	76
4.3	Caractérisation des pertes dans les guides d'onde suspendus . . . . .	77
4.3.1	Rappel des sources de pertes . . . . .	77
4.3.2	Approches de mesure des pertes . . . . .	78
4.3.3	Estimation des pertes par diffusion de surface . . . . .	78
4.3.4	Influence combinée de la diffusion et des ancrages . . . . .	85
4.3.5	Sommaire et discussion . . . . .	86
4.4	Développement d'un procédé de soudure flip-chip . . . . .	86
4.4.1	Résistance mécanique des soudures . . . . .	86
4.4.2	Alignement . . . . .	90
4.4.3	Résumé et perspectives . . . . .	90
4.5	Caractérisation de microrésonateurs à modes de galerie . . . . .	92
4.5.1	Microdisques destinés à l'assemblage flip-chip . . . . .	92
4.5.2	Microrésonateurs intégrés monolithiquement . . . . .	94
CHAPITRE 5	CONCLUSION . . . . .	99
5.1	Synthèse des travaux . . . . .	99
5.2	Limitations de la solution proposée . . . . .	100
5.3	Perspectives . . . . .	101
RÉFÉRENCES	. . . . .	102
ANNEXES	. . . . .	109

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Expression de $\Psi(x)$ pour les modes de guides d'onde plans . . . . .	29
Tableau 3.1	Largeur limite d'opération monomode d'un guide d'onde plan à quelques longueurs d'onde d'intérêt . . . . .	52
Tableau 4.1	Paramètres optimaux pour la coupe d'oxyde de silicium . . . . .	76
Tableau 4.2	Rugosité des parois latérales des guides d'onde mesurées par SEM . .	81

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Résonateurs à modes de galerie . . . . .	2
Figure 1.2	Système couplé résonateur-guide d'onde . . . . .	3
Figure 2.1	Différentes configurations de résonateurs optiques . . . . .	8
Figure 2.2	Géométrie et variables utilisées pour la résolution des modes de galerie 2D . . . . .	10
Figure 2.3	Solution de l'équation aux valeurs propres . . . . .	14
Figure 2.4	Exemple de champ d'un mode de galerie . . . . .	16
Figure 2.5	Couplage entre un résonateur et un guide d'onde . . . . .	17
Figure 2.6	Spectre de transmission typique d'un microrésonateur à modes de galerie	19
Figure 2.7	Couplage critique, sous-critique et sur-critique . . . . .	24
Figure 2.8	Biodétection à l'aide de microrésonateurs à modes de galerie . . . . .	26
Figure 2.9	Géométrie d'un guide d'onde plan . . . . .	28
Figure 2.10	Indice effectif des guides d'onde intégrés . . . . .	29
Figure 2.11	Modèle de Marcatili pour un guide d'onde rectangulaire . . . . .	31
Figure 2.12	Solution d'un guide d'onde rectangulaire par la méthode de Marcatili	32
Figure 2.13	Approches de couplage . . . . .	33
Figure 2.14	Configuration typique d'un guide d'onde intégré avec un microdisque	35
Figure 2.15	Intégration de microtores par reflux vertical . . . . .	36
Figure 2.16	Résonateurs intégrés en PSG lissés par recuit thermique avant libération	37
Figure 2.17	Résonateurs en biseau en nitrure de silicium couplés verticalement à des guides d'onde intégrés . . . . .	37
Figure 3.1	Représentation schématique simplifiée des dispositifs . . . . .	40
Figure 3.2	Procédé de fabrication . . . . .	41
Figure 3.3	Profils de gravure isotrope et anisotrope . . . . .	43
Figure 3.4	Spectre d'absorption de l'eau . . . . .	45
Figure 3.5	Configurations possibles de guides d'onde intégrés . . . . .	47
Figure 3.6	Flambage d'un guide d'onde dû aux contraintes mécaniques . . . . .	48
Figure 3.7	Utilisation d'un ancrage supplémentaire pour contrôler la distance de couplage . . . . .	50
Figure 3.8	Modes calculés par éléments finis . . . . .	53
Figure 3.9	Pertes dans les ancrages selon la largeur du guide d'onde et la distance entre les ancrages . . . . .	55
Figure 3.10	Vérification des pertes par ancrages . . . . .	56



Figure 3.11	Effilement dans la zone de couplage . . . . .	56
Figure 3.12	Simulation BPM de l'étranglement central . . . . .	57
Figure 3.13	Profil transverse des trois premiers modes de galerie d'un microdisque	58
Figure 3.14	Précision d'alignement accrue par échelle de Vernier . . . . .	59
Figure 4.1	Schéma de la propagation dans les ancrages . . . . .	61
Figure 4.2	Propagation dans un ancrage . . . . .	64
Figure 4.3	Validité de l'approximation à une valeur propre . . . . .	67
Figure 4.4	Variation des valeurs propres selon 3 paramètres de design . . . . .	71
Figure 4.5	Représentation 2D de la valeur propre dominante selon les paramètres de design . . . . .	72
Figure 4.6	Flambage des guides d'onde sous l'effet du stress compressif . . . . .	74
Figure 4.7	Bris des guides d'onde larges observé au microscope optique . . . . .	75
Figure 4.8	Optimisation des coupes dans l'oxyde de silicium . . . . .	77
Figure 4.9	Parois latérales rugueuses d'un guide d'onde suspendu . . . . .	79
Figure 4.10	Détermination de la rugosité par microscopie électronique à balayage	80
Figure 4.11	Mesure de la rugosité latérale des guides d'onde par microscopie à force atomique . . . . .	82
Figure 4.12	Rugosité majoritairement verticale d'une structure gravée par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE) . . . . .	83
Figure 4.13	Variation des pertes selon la rugosité, la largeur du guide et la longueur d'onde . . . . .	84
Figure 4.14	Pertes combinées des ancrages et de la diffusion de surface . . . . .	85
Figure 4.15	Résistance mécanique des soudures flip-chip . . . . .	87
Figure 4.16	Image d'une puce soudée par microscopie ultrasons . . . . .	88
Figure 4.17	Particules de poussière bloquant le contact des points de soudure . .	88
Figure 4.18	Impact de la propreté des surfaces lors d'une soudure par thermocom- pression . . . . .	89
Figure 4.19	Mesure de la précision d'alignement flip-chip . . . . .	91
Figure 4.20	Mesure expérimentale de la température et de la force de thermocom- pression . . . . .	91
Figure 4.21	Observation des microdisques par SEM . . . . .	93
Figure 4.22	Système de caractérisation des microrésonateurs à l'aide d'une fibre optique effilée . . . . .	93
Figure 4.23	Mesure du facteur de qualité d'un microdisque . . . . .	94
Figure 4.24	Procédé de fabrication des résonateurs et guides d'onde intégrés mo- nolithiquement . . . . .	96

Figure 4.25	Système de mesure des pics de résonance . . . . .	97
Figure 4.26	Mesure du facteur de qualité . . . . .	98

## LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Transmission d'un système guide d'onde-résonateur multimodes . . .	109
----------	--	-----

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

<b>AFM</b>	microscopie à force atomique (Atomic Force Microscopy)
<b>AOE</b>	gravure de l'oxyde avancée (Advanced Oxide Etch)
<b>BPM</b>	méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method)
<b>CVD</b>	dépôt chimique en phase vapeur (Chemical Vapor Deposition)
<b>DRIE</b>	gravure ionique réactive profonde (Deep Reactive Ion Etching)
<b>ELISA</b>	méthode immuno-enzymatique (Enzyme-Linked Immuno-Sorbent Assay)
<b>LPCVD</b>	dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (Low Pressure Chemical Vapor Deposition)
<b>PSG</b>	verre de phosphosilicate (Phosphosilicate Glass)
<b>RIE</b>	gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching)
<b>SEM</b>	microscopie électronique à balayage (Scanning Electron Microscopy)
<b>SOI</b>	silicium sur isolant (Silicon On Insulator)
<b>TE</b>	transverse électrique
<b>TM</b>	transverse magnétique

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

Les microrésonateurs à modes de galerie ont suscité l'intérêt de la communauté scientifique au cours des dernières années. En permettant un confinement important de la lumière dans un petit volume, ces structures ont ouvert la voie à une série d'applications dans les domaines des télécommunications, de la physique théorique, et de la détection biologique et chimique (Ilchenko et Matsko, 2006). En particulier, une sensibilité pouvant aller jusqu'au niveau de la molécule unique a été démontrée (Armani *et al.*, 2007). Petits, portables, ultra-sensibles et peu coûteux à fabriquer en masse, ces dispositifs constituent des candidats intéressants pour la réalisation d'une nouvelle génération de biodétecteurs (Luchansky et Bailey, 2012).

Bien que certains capteurs basés sur cette technologie commencent à paraître sur le marché, leur commercialisation à grande échelle nécessitera préalablement le développement de nouvelles technologies d'encapsulation. L'une des problématiques les plus importantes est celle de coupler les résonateurs avec des guides d'onde intégrés, c'est-à-dire microfabriqués sur puce (Matsko et Ilchenko, 2006). En effet, le guide d'onde est l'élément fondamental permettant l'entrée et la sortie de signal optique avec le résonateur et est donc essentiel pour son utilisation.

Ce travail de maîtrise propose d'explorer une nouvelle approche basée sur l'assemblage à puce retournée (*flip-chip bonding*). Les résonateurs et les guides d'onde sont fabriqués séparément, puis sont soudés l'un par-dessus l'autre de manière à permettre l'échange d'énergie. Ce procédé séparé possède l'avantage, essentiellement, de permettre l'optimisation du microrésonateur sans se soucier des problèmes liés à la présence d'un guide d'onde. Ce mémoire présente donc le design, la modélisation, la fabrication et la caractérisation d'un système de guides d'onde et de microrésonateurs couplés par flip-chip.

### 1.1 Concepts de base

#### Modes de galerie

Les microrésonateurs à modes de galerie sont des résonateurs optiques circulaires. La lumière se propageant à l'intérieur du résonateur y est confinée par réflexion totale interne lorsqu'elle arrive à incidence rasante sur les parois (voir figures 1.1 a et b). Ces structures prennent la forme d'anneaux, de disques, de tores ou de sphères fabriqués dans un matériau optique transparent (figure 1.1 c).

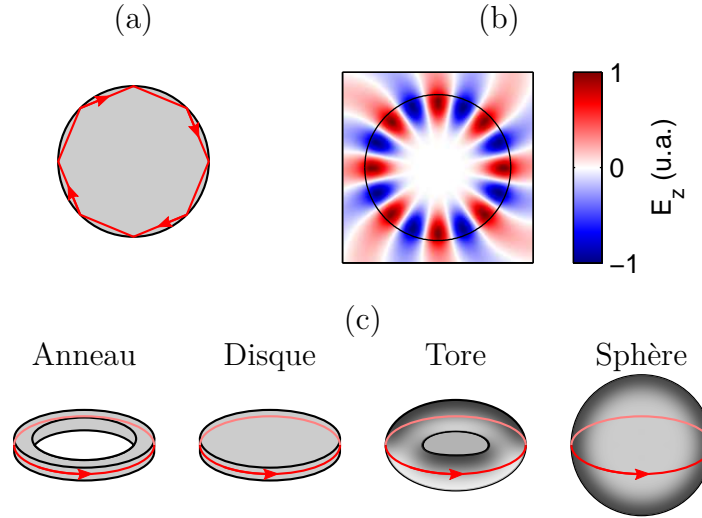


Figure 1.1 Résonateurs à modes de galerie. (a) Représentation du tracé des rayons en optique géométrique. (b) Représentation équivalente en optique ondulatoire. (c) Géométries typiques.

L'onde ne peut pas exister à n'importe quelle longueur d'onde dans le résonateur. En effet, pour que l'onde interfère constructivement à chaque tour, il faut que le chemin optique parcouru soit un multiple entier de la longueur d'onde. Les états respectant cette condition sont les résonances du système. Dans le cas plus spécifique des résonateurs circulaires, ces résonances portent le nom de « modes de galerie » (*whispering gallery modes*), en référence à un phénomène acoustique similaire (Rayleigh, 1910).

### Couplage avec un guide d'onde

La méthode la plus efficace et la plus populaire pour permettre l'entrée et la sortie du signal optique avec ces résonateurs est le couplage évanescent avec un guide d'onde (voir figure 1.2). Un guide d'onde (fibre optique effilée ou guide intégré) est positionné près du résonateur, à une distance de l'ordre de la longueur d'onde. Les deux structures peuvent alors échanger de l'énergie par l'intermédiaire des ondes évanescentes. La figure 1.2 (b) présente un exemple typique simplifié du signal obtenu en sortie en fonction de la longueur d'onde. Ce signal est caractérisé par des pics descendants correspondant aux fréquences de résonances.

### Principe de la biodétection

Lorsqu'une molécule, un virus, une nanoparticule ou tout autre agent extérieur vient en contact avec la surface du résonateur, il modifie légèrement la propagation de l'onde dans le résonateur. En effet, une partie du mode de galerie, l'onde évanescente, voyage à l'extérieur du résonateur et peut donc être affectée par le milieu ambiant. La présence d'agent externe se

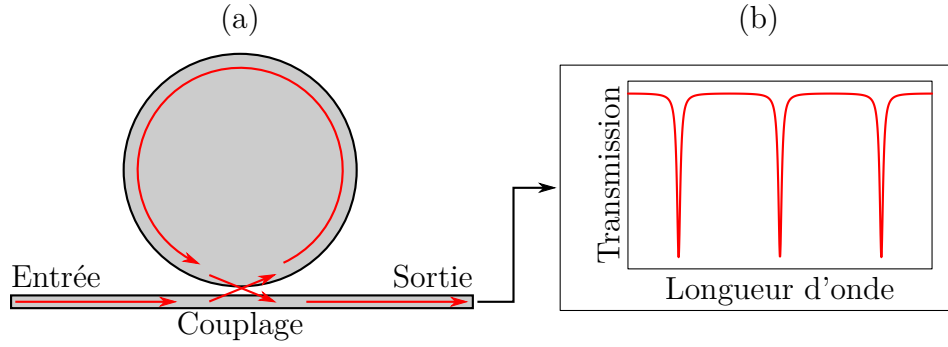


Figure 1.2 Système couplé résonateur-guide d'onde. (a) Le guide d'onde injecte et récupère une partie de l'onde lumineuse se propageant dans le résonateur. (b) Spectre de transmission simplifié du système.

manifeste alors par le déplacement des pics de résonance, qui peut être détecté et quantifié.

Ce mécanisme de détection est très sensible. La limite de détection des microrésonateurs est du même ordre de grandeur que celle de la méthode immuno-enzymatique (Enzyme-Linked Immuno-Sorbent Assay, ELISA), la référence commerciale (Washburn *et al.*, 2009). Une explication intuitive de cette sensibilité réside dans le fait que la lumière effectue un très grand nombre de tours dans le résonateur. Elle interagit donc plusieurs fois avec l'échantillon (Vollmer et Arnold, 2008). Une explication équivalente, dans le domaine spectral, est que les pics de résonance des modes de galerie sont particulièrement étroits. Plus ils sont fins, plus il est facile d'en détecter le déplacement.

## 1.2 Problématique

### Importance du facteur de qualité

Les microrésonateurs à modes de galerie ont la propriété d'offrir un niveau de confinement de la lumière très élevé dans un très petit volume. La figure de mérite généralement utilisée pour décrire la performance du confinement temporel est le facteur de qualité  $Q$ . Plus la lumière reste longtemps dans le résonateur (avant d'en sortir, d'être absorbée ou d'être diffusée à l'extérieur), plus le facteur de qualité est élevé, et meilleur est le résonateur.

En biodétection, le facteur de qualité est directement proportionnel à la limite de détection (sensibilité) du capteur, ce qui en fait un paramètre clé à maximiser (Arnold *et al.*, 2003).

### Importance de l'intégration

Il est possible de fabriquer des circuits optiques complets combinant sources, guides d'onde et détecteurs avec des résonateurs à modes de galerie. Ceux-ci peuvent être fabriqués par

extension directe des procédés utilisés en microélectronique. Ils peuvent être produits rapidement, en grande quantité et ultimement à très faible coût.

En combinant sensibilité, portabilité et faible coût, les microrésonateurs à modes de galerie possèdent un potentiel unique pour être utilisés dans des technologies du type « laboratoire sur puce ». En combinant sur une même plateforme toutes les fonctions fluidiques, électroniques, optiques et biochimiques nécessaires à la détection de biomarqueurs, il sera possible de créer une nouvelle génération de tests diagnostics plus portables et plus rapides. Les analyses pourront être effectuées au chevet du patient, réduisant les délais d'attente pour les analyses de laboratoire et ouvrant la voie à une médecine personnalisée.

### **Position du problème : un compromis entre intégration et performances**

Il existe en général un compromis à faire entre l'intégration des résonateurs et leurs performances (facteur  $Q$ ). Ce compromis n'est pas imposé par une loi immuable de la physique, mais est plutôt une conséquence de problèmes d'ingénierie liés à la fabrication des résonateurs.

D'un côté, les microanneaux et microdisques peuvent être fabriqués très facilement en utilisant les mêmes procédés de fabrication qu'en microélectronique. On les combine facilement avec des guides d'onde intégrés en une même étape de lithographie. Ils permettent typiquement des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^5$ .

D'un autre côté, les microtores permettent d'atteindre des facteurs de qualité ultra-élevés de l'ordre de  $10^9$ . Le facteur de qualité étant généralement limité par la diffusion due à la rugosité de surface, l'idée est de refondre le verre à l'aide d'un laser  $\text{CO}_2$  pour que celui-ci devienne lisse sous l'effet de la tension de surface. Ce même reflux thermique les rend difficiles à combiner avec des guides d'onde. En effet, les microtores sont non-planaires, et leurs dimensions latérales changent par rapport à celles définies par photolithographie. Ceci les rend difficiles d'accès pour un couplage aussi bien vertical qu'horizontal.

Le problème central est donc, en somme, celui de combiner des résonateurs de facteur de qualité ultra-élevés avec des guides d'onde intégrés.

### **Limites des solutions existantes**

On dénombre trois approches rapportées dans la littérature pour parvenir à cette fin.

La première est de chercher à améliorer le facteur de qualité des dispositifs facilement intégrables, tels les disques et anneaux (Biberman *et al.*, 2012a; Li *et al.*, 2013). Des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^7$  peuvent maintenant être atteints, mais deux ordres de grandeur les séparent encore des meilleurs résonateurs.

La seconde approche est de modifier l'étape de reflux thermique (Grutter *et al.*, 2012). En



effectuant celui-ci au four plutôt qu’au laser  $\text{CO}_2$ , on obtient un procédé réalisable à grande échelle, et en l’effectuant avant la libération des structures optiques, les dimensions définies par lithographies sont conservées. Cependant, un compromis doit être fait sur le choix du type de verre : un point de fusion plus bas doit être choisi au prix de pertes par absorption plus élevées.

La troisième approche est de structurer le verre pour permettre un reflux vertical plutôt qu’horizontal (Zhang et Armani, 2013). La distance entre le résonateur et le guide d’onde peut alors être assez faible pour qu’ils échangent de l’énergie. Néanmoins, la force du couplage est alors très difficile à contrôler.

### 1.3 Solution proposée et objectifs de recherche

La solution étudiée dans ce mémoire vise à contourner les compromis liés à l’intégration des résonateurs. On propose de fabriquer séparément les microrésonateurs et les guides d’onde, puis de les assembler par soudure flip-chip. On émet l’hypothèse qu’il sera ainsi possible d’optimiser indépendamment les performances du résonateur et des guides d’onde. Un système sans compromis ni sur l’intégration, ni sur les performances optiques pourrait alors être obtenu.

L’objectif global et à long terme de ce projet de recherche est de réaliser un biocapteur entièrement intégré, spécifique, et démontrant une sensibilité au niveau de la molécule unique.

Dans le cadre spécifique de cette maîtrise, l’objectif est de réaliser la preuve de concept qu’il est possible d’utiliser l’assemblage flip-chip afin de coupler la lumière avec des microrésonateurs. Ce mémoire se veut donc une revue détaillée de la solution proposée, un travail de modélisation du système envisagé et une étude expérimentale de la faisabilité de ce projet.

### 1.4 Plan du mémoire

Le contenu de ce mémoire est divisé en trois chapitres. Le premier chapitre présente une revue de littérature sur les microrésonateurs et les guides d’onde intégrés. Les bases théoriques sur les modes de galerie et l’optique guidée y sont présentées, de même qu’une revue détaillée des approches de couplage.

Le second chapitre explique en détail le design d’une plateforme intégrant résonateurs et guides d’onde par flip-chip. Les aspects spécifiques au procédé de fabrication, aux matériaux choisis et aux contraintes mécaniques sont traités. Le design optique des résonateurs et des guides d’onde, de même que le couplage entre les deux, est choisi de manière à minimiser les pertes et à optimiser le couplage.

Le troisième chapitre présente les résultats théoriques et expérimentaux de cette maîtrise. Ces résultats incluent un modèle théorique permettant de prédire les pertes de guides d'onde suspendus reliés au substrat par des ancrages, la caractérisation et l'optimisation du procédé de fabrication, la détermination des pertes dans les guides d'onde, le développement d'un procédé de soudure flip-chip, et la caractérisation des résonateurs à modes de galerie.

## CHAPITRE 2

### THÉORIE ET REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre présentera les bases théoriques nécessaires à la compréhension des résonateurs à modes de galerie et de l'optique intégrée. Une fois les concepts de base bien établis, une revue de littérature détaillée sera effectuée sur la problématique centrale de cette maîtrise : la réalisation d'un système intégré combinant des microrésonateurs à facteur de qualité ultra-élevé et de guides d'onde.

#### 2.1 Résonateurs à modes de galerie

Cette section débutera par un bref survol des microrésonateurs optiques et des applications qui motivent leur étude et leur utilisation. Ensuite, la description mathématique formelle des modes de galerie et de leur interaction avec le champ d'un guide d'onde sera présentée. Le principe de leur utilisation comme détecteur biologique et chimique sera également expliqué.

##### 2.1.1 Survol

Un résonateur est une structure permettant de confiner l'énergie d'une oscillation ou d'une onde à certaines fréquences. En optique, ils constituent un élément essentiel au design de plusieurs dispositifs, dont les lasers, des interféromètres, des filtres. etc. (Saleh et Teich, 2007). Il en existe de nombreuses configurations, illustrées à la figure 2.1.

Les résonateurs optiques se basent tous essentiellement sur le même principe. La lumière est emprisonnée dans une certaine structure de manière à ce qu'elle repasse plusieurs fois sur le même chemin. L'onde lumineuse interfère alors avec elle-même. Le chemin optique parcouru pour un tour complet doit être un multiple entier de la longueur d'onde pour que l'interférence soit constructive et que l'onde puisse exister. Ce sont les résonances.

Le résonateur le plus connu, le Fabry-Pérot (a), est constitué de deux miroirs parallèles positionnés l'un face à l'autre. L'onde lumineuse est confinée à faire l'aller-retour entre les deux miroirs et interfère à chaque passage.

Dans les résonateurs à modes de galerie (e) sur lesquels porte plus particulièrement ce travail, la lumière est confinée par réflexion totale interne. Le saut d'indice entre un milieu diélectrique d'indice élevé (par exemple le dioxyde de silicium,  $\text{SiO}_2$ ) et une matrice d'indice plus bas (typiquement l'air ambiant ou un fluide) force la lumière à faire le tour du résonateur

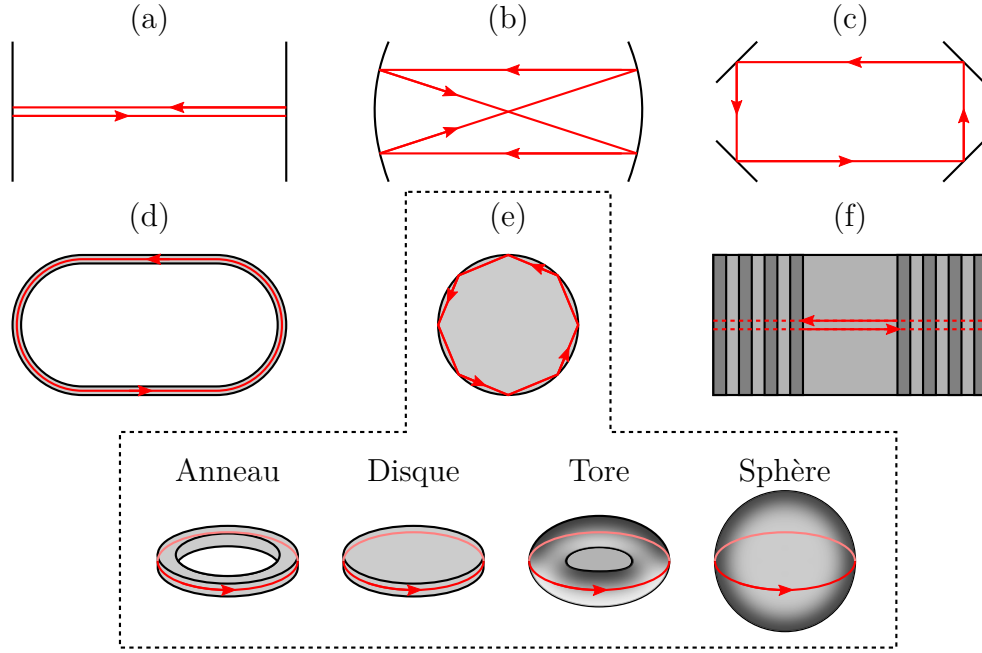


Figure 2.1 Différentes configurations de résonateurs optiques. (a) Cavity Fabry-Pérot. (b) Fabry-Pérot avec miroirs sphériques. (c) Anneau en espace libre. (d) Anneau de fibre optique. (e) Résonateur à modes de galerie. (f) Cristal photonique, ici en 1D.

en se reflétant à angle rasant chaque fois qu'elle rencontre la paroi. Il en existe plusieurs configurations. Les plus connues sont l'anneau, le disque, le tore et la sphère.

### 2.1.2 Applications

Depuis leurs premières descriptions mathématiques par Mie (1908) et Debye (1909), les résonateurs à modes de galerie ont été utilisés dans des domaines très variés. Voici quelques-uns des exemples ayant reçu le plus d'attention au cours des dernières années.

Tout d'abord, les microanneaux se sont imposés comme l'un des blocs de base en optique intégrée et leurs applications ont fait l'objet de revues détaillées (Bogaerts *et al.*, 2012; Rabus, 2007; Haus *et al.*, 2004). Déjà offerts sur le marché, ils permettent la conception de filtres passifs d'ordre arbitraire en enchaînant plusieurs microanneaux couplés (Little *et al.*, 1997). Des filtres accordables peuvent également être réalisés. Leur utilisation comme modulateurs optiques à débit élevé, à faible consommation d'énergie et de petite taille (Xu *et al.*, 2007; Biberman *et al.*, 2012b) constitue un pas important vers l'utilisation d'éléments optiques pour améliorer les performances des ordinateurs du futur (Watts *et al.*, 2011).

La capacité des microrésonateurs à modes de galerie à confiner une importante puissance optique dans un faible volume les a rendus intéressants pour la réalisation de lasers à faible seuil, et ce depuis les débuts de leur utilisation (Garrett *et al.*, 1961). Cette même propriété

en fait également des candidats idéaux pour générer des effets non linéaires à faible puissance (Ferrera *et al.*, 2008). L'enchaînement en cascade d'effets non linéaires dans des microrésonateurs à modes de galerie permet également la réalisation de peignes de fréquences (Del'Haye *et al.*, 2007), ouvrant la voie à des progrès importants en métrologie.

Les microrésonateurs optiques ont également été utilisés en physique fondamentale pour étudier le chaos ou l'électrodynamique quantique, pour contrôler l'émission spontanée, ou pour réaliser des atomes et molécules photoniques (voir par exemple Vahala, 2003; Ilchenko et Matsko, 2006; Doherty et Mabuchi, 2004, pour des revues du sujet).

Il existe également de nombreux autres exemples d'applications. On peut citer en exemple la réalisation d'oscillateurs optomécaniques (Grine *et al.*, 2012), d'accéléromètres intégrés (Laine *et al.*, 2001), ou encore de capteurs mécaniques (Ilchenko *et al.*, 1994).

Enfin, l'une des applications des microrésonateurs à modes de galerie ayant suscité le plus d'intérêt est la détection d'agents biologiques et chimiques. Il a été démontré par le passé qu'il était possible de détecter la liaison d'une molécule unique à la surface d'un résonateur (Armani *et al.*, 2007; Arnold *et al.*, 2013). Cet exploit en fait potentiellement la méthode de détection sans marquage la plus sensible actuellement connue (Luchansky et Bailey, 2012).

Une revue plus détaillée du sujet de la biodétection sera présentée à la section 2.1.7. En effet, il s'agit de l'application visée par le design présenté aux chapitres 3 et 4. Il est cependant utile de préciser que les dispositifs et les procédés développés au cours de cette maîtrise ne sont pas limités à cette application.

### 2.1.3 Modes de galerie

Formellement, les modes de galerie sont un ensemble de fonctions propres de l'équation d'onde électromagnétique dans une géométrie à symétrie de rotation. Ils sont dérivés en résolvant un problème de conditions aux frontières de manière similaire à de nombreux autres cas en électromagnétique. La procédure peut être résumée comme suit :

- écrire l'équation d'onde dans le système de coordonnées cylindriques ou sphériques exploitant la symétrie du système ;
- résoudre l'équation d'onde ;
- appliquer les conditions aux frontières appropriées ;
- résoudre l'équation aux valeurs propres obtenue des conditions aux frontières pour obtenir un ensemble de fréquences propres discrètes ;
- insérer les fréquences propres dans les solutions de l'équation d'onde pour calculer le champ d'un mode.

Cette section détaillera le calcul des modes de galerie pour un cylindre diélectrique infini, en suivant une notation inspirée de Heebner *et al.* (2007); Prkna *et al.* (2004). La géométrie

cylindrique, bien qu'elle soit la plus simple, fournit tous les éléments permettant de décrire les propriétés des modes de galerie. Parmi les géométries pouvant être résolues analytiquement, elle est également celle qui représente le mieux le champ dans un microdisque tel que ceux fabriqués au cours de cette maîtrise. La dimension verticale du disque peut en effet être réduite à l'aide d'une méthode d'indice effectif : on remplace l'indice réel du disque par l'indice effectif du mode d'un guide plan infini de même épaisseur (Heebner *et al.*, 2007). Pour les solutions en géométrie sphérique ou toroïdale, le lecteur peut consulter la revue de Matsko et Ilchenko (2006).

### Position du problème

On considère un cylindre diélectrique de rayon  $R$  et d'indice de réfraction  $n_1$  entouré d'un milieu d'indice  $n_2$ . Les milieux sont supposés linéaires, homogènes, isotropes et non dispersifs à travers ce mémoire. On pose un système de coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$  centré au milieu du résonateur. La géométrie et les variables utilisées sont représentées à la figure 2.2.

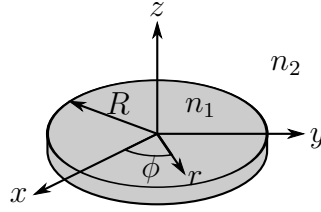


Figure 2.2 Géométrie et variables utilisées pour la résolution des modes de galerie en deux dimensions.

Pour une onde monochromatique variant comme  $e^{-i\omega t}$ , les équations de Maxwell peuvent s'exprimer sous la forme de l'équation de Helmholtz. La composante verticale du champ électrique  $\mathbf{E}(r, \phi, z)$  ou du champ magnétique  $\mathbf{B}(r, \phi, z)$  obéit à l'équation :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k^2 \right) \Psi_z(r, \phi, z) = 0 \quad (2.1)$$

où l'on a défini le champ  $\Psi$  pour représenter soit le champ électrique, soit le champ magnétique.

Pour les modes de galerie, on considère uniquement les solutions indépendantes de  $z$ ,  $\Psi_z(r, \phi, z) = \Psi_z(r, \phi)$ . La dérivée en  $z$  s'annule donc, et  $k_z = 0$ . On note au passage que si l'on choisissait de conserver l'axe  $z$  dans le calcul, on obtiendrait la solution pour une fibre optique à saut d'indice. Les modes de galerie d'un cylindre sont donc un cas particulier des modes d'une fibre optique sans propagation le long de son axe.

## Résolution de l'équation d'onde

La géométrie du problème fait en sorte que l'équation (2.1) est séparable. On suppose donc une solution de la forme  $\Psi_z(r, \phi) = \psi(r)e^{im\phi}$ . La périodicité selon  $\phi$  impose que  $m$  soit un entier. En insérant dans l'équation aux dérivées partielles, on obtient l'équation définissant la portion radiale des modes de galerie :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} + k^2 \right) \psi(r) = 0 \quad (2.2)$$

Cette équation est une variante de l'équation de Bessel. Les solutions, bien connues, sont une combinaison linéaire de fonctions de Bessel de première espèce  $J_\nu(x)$  et de deuxième espèce  $Y_\nu(x)$ .

Pour décrire l'onde à l'extérieur du cylindre, on utilise généralement une autre classe de solutions : les fonctions de Hankel  $H_\nu^{(1)}$  et  $H_\nu^{(2)}$ . Ce choix, mathématiquement équivalent, est motivé par le comportement asymptotique des fonctions de Hankel qui se comportent comme des ondes planes sortantes ou rentrantes à l'infini.

Dans le résonateur, seule la fonction de Bessel de première espèce est acceptable physiquement, car la fonction de seconde espèce diverge en  $r = 0$ . Similairement, on doit rejeter la fonction de Hankel de seconde espèce, car elle représente une onde provenant de l'extérieur et se dirigeant vers le résonateur<sup>1</sup>. Les solutions de l'équation radiale s'écrivent donc :

$$\Psi_z(r, \phi) = \psi(r)e^{im\phi} = \begin{cases} A_m J_m(n_1 k r) e^{im\phi} & r \leq R \\ B_m H_m^{(1)}(n_2 k r) e^{im\phi} & r \geq R \end{cases} \quad (2.3)$$

## Application des conditions aux frontières

Pour une interface entre deux milieux diélectriques, il y a égalité de part et d'autre de la frontière pour la composante tangentielle des champs  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{E}$ , et pour les composantes normales des densités de flux  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{D}$ .

$$\begin{aligned} E_{z1} &= E_{z2} & D_{r1} &= D_{r2} & E_{\phi1} &= E_{\phi2} \\ H_{z1} &= H_{z2} & B_{r1} &= B_{r2} & H_{\phi1} &= H_{\phi2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Comme  $\psi$  représente  $E_z$  ou  $H_z$ , on obtient immédiatement la condition de continuité  $\psi_1(R) = \psi_2(R)$ . On peut alors établir une relation entre les deux constantes d'intégration

---

1. Le choix d'éliminer  $H_\nu^{(1)}$  ou  $H_\nu^{(2)}$  dépend de la définition de la variation temporelle. Si celle-ci est définie comme  $e^{i\omega t}$  plutôt que  $e^{-i\omega t}$ , on doit plutôt conserver la fonction de deuxième espèce

$A_m$  et  $B_m$  :

$$A_m J_m(n_1 k R) = B_m H_m^{(1)}(n_2 k R) \quad (2.5)$$

L'application des quatre autres conditions aux frontières diffère selon la polarisation. On définit les polarisations transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE) selon la nature du champ *radial* (électrique ou magnétique). Afin d'éviter la confusion, il est utile de préciser que la situation est inversée dans la direction *verticale* ayant servi à définir la fonction  $\psi$ . Les modes TM ont donc une composante  $E_z$  non nulle, et les modes TE ont une composante  $H_z$  non nulle.

Pour les modes TM ( $\psi \sim E_z$ ), insérer la solution dans l'équation de Maxwell-Faraday  $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$  et utiliser la condition de continuité du champ angulaire  $E_\phi$  amène :

$$\begin{aligned} \psi'_1(R) &= \psi'_2(R) \\ A_m n_1 k J'_m(n_1 k R) &= B_m n_2 k H_m'^{(1)}(n_2 k R) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Pour les modes TE ( $\psi \sim H_z$ ), on utilise encore une fois la condition de continuité du champ angulaire, mais on insère cette fois la solution dans l'équation de Maxwell-Ampère  $\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t$ . On obtient la condition :

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_1^2} \psi'_1(R) &= \frac{1}{n_2^2} \psi'_2(R) \\ \frac{A_m}{n_1} J'_m(n_1 k R) &= \frac{B_m}{n_2} H_m'^{(1)}(n_2 k R) \end{aligned} \quad (2.7)$$

On note que l'application d'autres conditions aux frontières donne simplement des résultats redondants avec ceux présentés ici.

### Équation aux valeurs propres

La combinaison des équations (2.6) et (2.7) avec (2.5) permet d'obtenir les équations aux valeurs propres des modes de galerie :

$$\frac{n_1 J'_m(k n_1 R)}{J_m(k n_1 R)} = \frac{n_2 H_m'^{(1)}(k n_2 R)}{H_m^{(1)}(k n_2 R)} \quad \text{Modes TM} \quad (2.8)$$

$$\frac{J'_m(k n_1 R)}{n_1 J_m(k n_1 R)} = \frac{H_m'^{(1)}(k n_2 R)}{n_2 H_m^{(1)}(k n_2 R)} \quad \text{Modes TE} \quad (2.9)$$

Enfin, afin d'obtenir une solution la plus universelle possible à l'équation caractéristique, on définit une variable adimensionnelle normalisée  $Z = k n_1 R$  et le rapport des indices  $n =$



$n_1/n_2$ . Les équations aux valeurs propres s'écrivent alors dans leur forme la plus simple :

$$n \frac{J'_m(Z)}{J_m(Z)} = \frac{H_m^{(1)'}(Z/n)}{H_m^{(1)}(Z/n)} \quad \text{Modes TM} \quad (2.10)$$

$$\frac{J'_m(Z)}{J_m(Z)} = n \frac{H_m^{(1)'}(Z/n)}{H_m^{(1)}(Z/n)} \quad \text{Modes TE} \quad (2.11)$$

Ces équations sont transcendantes et doivent être résolues numériquement pour trouver  $Z$ . Pour chaque indice polaire  $m$ , on trouve une infinité discrète de valeurs de  $Z$  que nous identifions à l'aide d'un indice radial supplémentaire  $l$ . On désignera donc les solutions par  $Z_{lm}$ . Celles-ci peuvent ensuite être converties en constantes de propagation  $k_{lm}$ , en fréquences de résonance  $\omega_{lm}$ , ou en longueurs d'onde  $\lambda_{lm}$ . Il est à noter que  $Z_{lm}$  est un nombre complexe.

La figure 2.3 présente les solutions des équations aux valeurs propres pour un résonateur en oxyde de silicium entouré de vide (contraste d'indice  $n = 1,5$ ), tels que ceux fabriqués dans le cadre de ce projet. L'axe vertical représente la partie imaginaire de  $Z = n_1 k R$  et est proportionnel aux pertes par radiation. L'axe horizontal représente la partie réelle et est assimilable à la fréquence de résonance de chacun des modes.

### Notes sur la nature complexe des solutions

La présence d'une partie imaginaire signifie que les modes de galerie sont des modes à fuites. En conséquence, la partie imaginaire de  $k$  est directement reliée au taux de décroissance de la puissance dans le mode de galerie ( $\gamma$ ), au temps de vie moyen des photons ( $\tau$ ), et au facteur de qualité ( $Q$ ). Avec  $\omega = ck$  :

$$\Im(\omega) = \frac{\gamma}{2} = \frac{1}{2\tau} \quad (2.12)$$

$$Q = \frac{\Re(\omega)}{2\Im(\omega)} \quad (2.13)$$

où  $\Re(\omega)$  et  $\Im(\omega)$  dénotent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de  $\omega$ .

Lorsque l'ordre polaire  $m$  devient élevé, les pertes par radiation diminuent considérablement. Le diamètre des microrésonateurs doit donc être suffisamment grand pour éviter les pertes par radiation. Les modes d'ordre radial  $l$  inférieur sont les mieux confinés (pertes radiatives minimales). On remarque également que les modes TM et TE suivent des tracés semblables pour des modes à faibles pertes, mais diffèrent considérablement lorsque  $m$  est petit ou  $l$  est élevé.

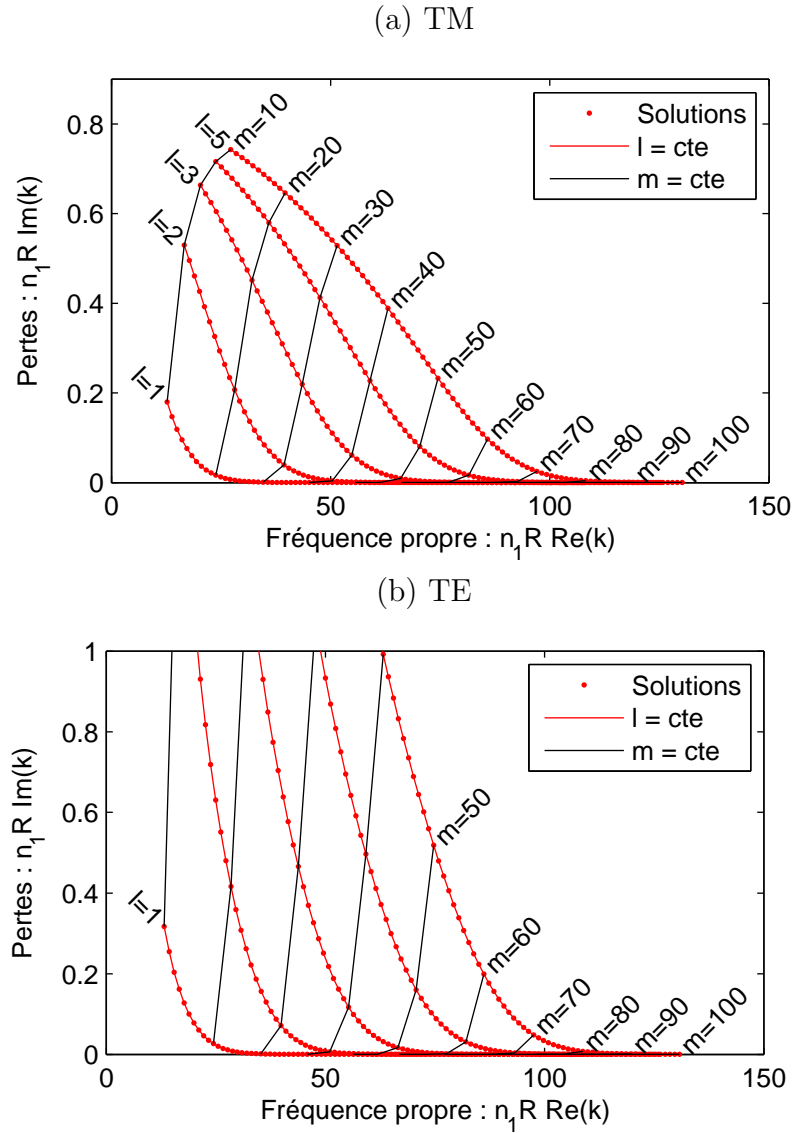


Figure 2.3 Solution de l'équation aux valeurs propres pour (a) les modes TM et (b) les modes TE. Les solutions ont été calculées pour un contraste d'indice  $n = n_1/n_2 = 1,5$ , avec  $l$  allant de 1 à 5 et  $m$  allant de 10 à 100. Les points représentent les solutions, discrètes. Les traits pleins relient les valeurs égales de  $l$  (en rouge) et  $m$  (en noir).

## Notes sur la résolution numérique

Voici également quelques précisions au sujet de la résolution numérique des équations aux valeurs propres (2.8) et (2.9). La nature complexe de l'argument et de la solution des équations aux valeurs propres impliquent l'utilisation d'une méthode numérique appropriée. Ici, le logiciel MATLAB a été utilisé, en considérant séparément la partie réelle et la partie imaginaire comme deux variables distinctes et en utilisant l'algorithme de résolution d'un système d'équations non linéaires (`fsolve`).

Comme bien souvent en analyse numérique, le défi consiste à trouver un bon point de départ pour la méthode de recherche des zéros. Ici, on profite du fait que la partie réelle est largement plus grande que la partie imaginaire pour les modes d'ordre  $m$  élevé. On balaye donc l'axe réel avec une résolution grossière afin de détecter les changements de signe dans la partie réelle de l'équation caractéristique. Les points immédiatement à gauche ou à droite du changement de signe sont suffisamment proches du zéro complexe pour que la méthode numérique converge.

## Calcul du profil transverse des modes

Une fois l'équation caractéristique résolue, on calcule la composante verticale du champ électrique ou magnétique ( $Psi_z$ ) en réinsérant la valeur propre dans la solution de l'équation d'onde (équation 2.3). Les vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  complets sont déduits directement à partir des équations de Maxwell. Un exemple est présenté à la figure 2.4. Un ordre polaire faible a été choisi pour que la structure du mode soit visible. Dans les applications pratiques (diamètre de quelques dizaines ou centaines de microns, dans le domaine visible ou proche infrarouge),  $m$  est typiquement de l'ordre de quelques centaines.

La signification des paramètres de discrétisation  $l$  et  $m$  est assez intuitive et est visible sur les exemples de la figure 2.4 (b). L'indice  $l$  correspond au nombre de nœuds de la variation radiale du champ. L'indice  $m$  correspond au nombre de cycles d'oscillation du champ électrique pour un tour complet dans le résonateur.

### 2.1.4 Transmission d'un résonateur circulaire couplé à un guide d'onde

La section précédente a présenté un modèle théorique permettant de calculer les fréquences de résonance et le champ électromagnétique des modes de galerie. Dans cette section, nous nous attarderons à la manière dont ces résonateurs interagissent avec un système optique. Le système résonateur-guide d'onde, étant donné son importance pour le projet de maîtrise, sera celui présenté. Les résultats sont cependant suffisamment généraux pour s'appliquer à la plupart des configurations de couplage.

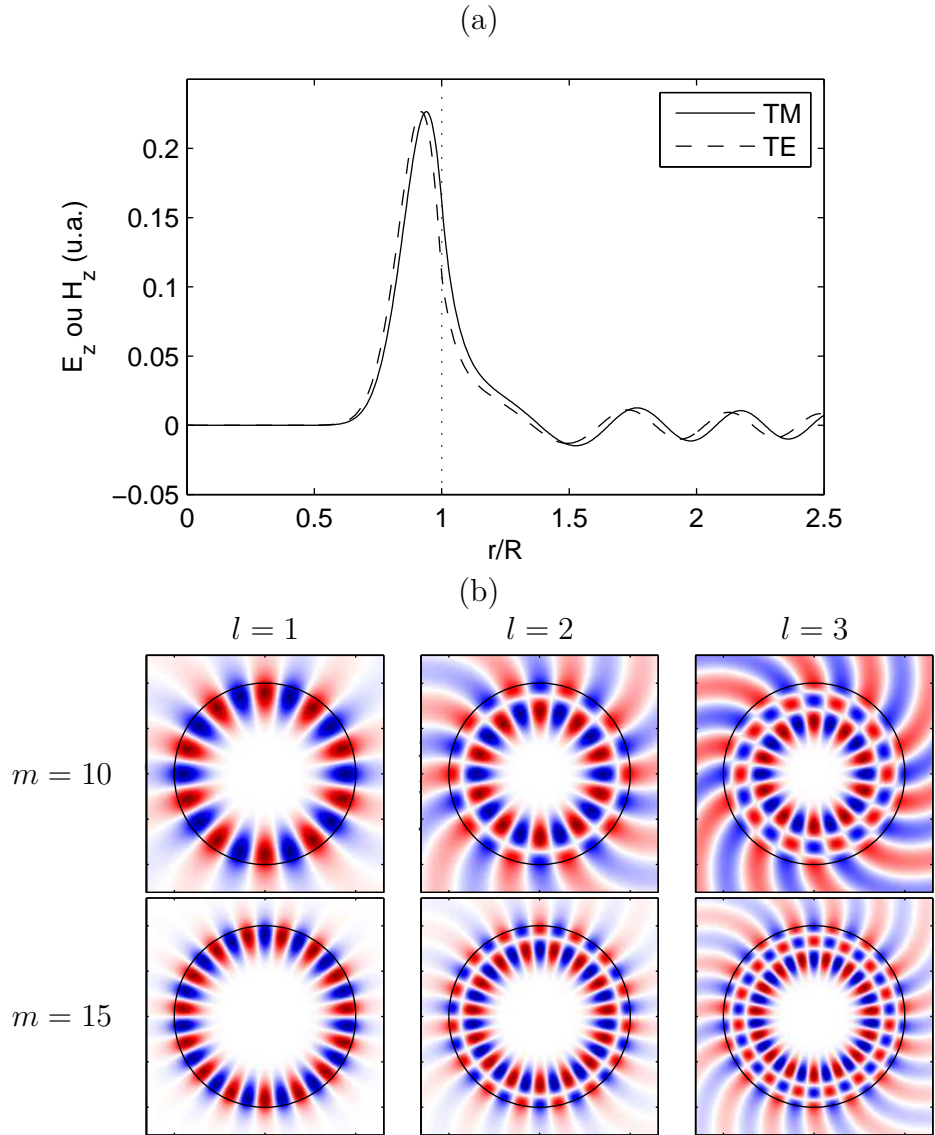


Figure 2.4 Exemple de champ d'un mode de galerie. (a) Profil radial  $\psi(r)$  pour les modes TM et TE. (b) Profil complet de quelques modes TM incluant la variation angulaire.

## Définition du problème

Considérons un système optique simple constitué d'un résonateur circulaire et d'un guide d'onde (représenté à la figure 2.5). On cherche à déterminer la fonction de transfert du système, c'est-à-dire l'amplitude à la sortie en fonction de l'amplitude à l'entrée.

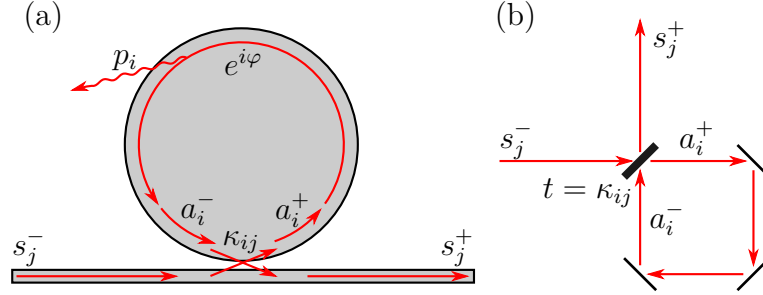


Figure 2.5 Couplage entre un résonateur et un guide d'onde. (a) Schéma du système résonateur-guide d'onde couplé et représentation des variables utilisées. (b) Système optique équivalent en espace libre, l'interféromètre de Gires-Tournois.

On note  $a_i$  l'amplitude d'un mode  $i$  du microrésonateur et  $s_j$  l'amplitude d'un mode  $j$  du guide d'onde. Les deux composants peuvent échanger de l'énergie lorsqu'ils sont suffisamment rapprochés par l'intermédiaire des ondes évanescentes. Les exposants  $-$  et  $+$  servent à distinguer l'amplitude immédiatement avant et immédiatement après la zone de couplage<sup>2</sup>.

L'échange d'énergie entre les deux composants est représenté par le coefficient de couplage  $\kappa_{ij}$ , défini comme la fraction d'amplitude transmise du guide au résonateur (et du résonateur au guide). On considère également qu'une fraction  $p$  de l'amplitude est perdue à chaque tour dans le disque. Ce système intégré est équivalent au système classique (Gires-Tournois) représenté par la figure 2.5 (b). Le coefficient  $\kappa$ , dans ce cas, représente le coefficient de transmission de la lame séparatrice.

## Coefficient de couplage

La théorie des modes couplés permet de calculer le coefficient de couplage  $\kappa$  via une intégrale de recouvrement entre le mode du résonateur et celui du guide d'onde (Little *et al.*, 1997, 1999b) :

$$\kappa = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{C}_{cg}(z) e^{-i\Delta\beta z} dz \quad (2.14)$$

2. Cette formulation repose sur l'hypothèse que l'échange d'énergie est localisé spatialement au point où le résonateur et le guide sont le plus près l'un de l'autre. En toute rigueur, le couplage est délocalisé, mais il faiblit très rapidement lorsque les deux composants sont plus éloignés, ce qui justifie l'approximation.

où  $C_{rg}(z)$  est le coefficient de couplage local obtenu par la théorie des modes couplés :

$$C_{rg}(z) = \frac{\beta_r^2}{2\beta_g} \iint (n_r^2 - n_0^2) E_g(x, y) E_r(x, y) dy dx \quad (2.15)$$

Le domaine d'intégration est le résonateur. Les indices  $r$ ,  $g$  et  $0$  réfèrent respectivement au résonateur, au guide d'onde, et au milieu ambiant.  $\beta$  est la constante de propagation,  $n$  est l'indice de réfraction,  $E$  est le champ scalaire normalisé. On note que la constante de propagation du résonateur est définie comme  $\beta_r = m/R$  où  $m$  est l'ordre angulaire du mode de galerie et  $R$  est le rayon extérieur du résonateur. Pour un formalisme vectoriel rigoureux de la théorie des modes couplés, le lecteur peut consulter la thèse de Hiremath (2005).

### Calcul de la fonction de transfert

Le signal de sortie  $s_j^+$  est celui qui est accessible à la mesure dans un système expérimental. Les paragraphes qui suivent permettront de déterminer la fonction de transfert reliant celui-ci au signal d'entrée, de la fréquence angulaire de l'onde ( $\omega$ ) et des autres paramètres du système. Pour ce calcul, nous considérerons un système supportant un seul mode dans le guide d'onde et dans la cavité. Le calcul peut cependant être facilement généralisé à un système multimode (voir l'annexe A).

Si la fraction d'amplitude échangée est définie par  $\kappa$  (c'est-à-dire une fraction de puissance  $\kappa^2$ ), alors la fraction de puissance qui n'est pas couplée est  $t^2 = 1 - \kappa^2$ . Le transfert d'amplitude entre le guide et la cavité peut alors être décrit par le système d'équations suivant (Heebner *et al.*, 2008) :

$$\begin{pmatrix} a^+ \\ s^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & i\kappa \\ i\kappa & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^- \\ s^- \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Après un tour complet dans la cavité, l'onde subit un déphasage  $\varphi$  et conserve une fraction d'amplitude  $A$ . On a donc :

$$a^- = Ae^{i\varphi} a^+ \quad (2.17)$$

En résolvant le système linéaire algébrique composé des équations (2.16) et (2.17), et en utilisant la relation de conservation de l'énergie  $t^2 + \kappa^2 = 1$ , on détermine finalement la fonction de transfert reliant l'entrée et la sortie du système :

$$\frac{s^+}{s^-} = \frac{t - Ae^{i\varphi}}{1 - tAe^{i\varphi}} \quad (2.18)$$

## Spectre de transmission

Le coefficient de transmission en puissance ( $T$ ) est trouvé en prenant le module au carré de la fonction de transfert (2.18). En simplifiant l'expression, on obtient :

$$T = \left| \frac{s^+}{s^-} \right|^2 = 1 - \frac{A_0}{1 + F \sin^2(\varphi/2)} \quad (2.19)$$

où

$$A_0 = \frac{(1 - t^2)(1 - A^2)}{(1 - tA)^2} \quad (2.20)$$

$$F = \frac{4tA}{(1 - tA)^2} \quad (2.21)$$

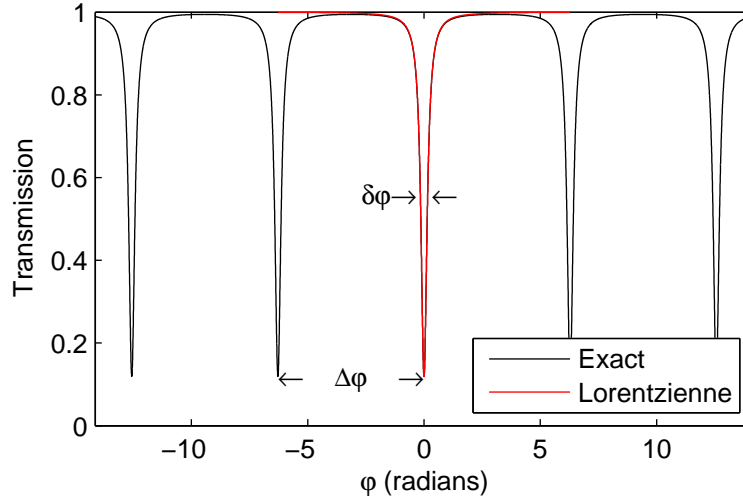


Figure 2.6 Spectre de transmission typique d'un microrésonateur à modes de galerie. La courbe en rouge montre l'approximation lorentzienne d'un des pics de résonance.

L'expression (2.19) permet de prédire le spectre de transmission d'un microrésonateur unimodal. Un exemple typique est illustré à la figure 2.6. La largeur à mi-hauteur d'un pic de résonance est notée  $\delta\varphi$  (ou de façon équivalente  $\delta\omega$  ou  $\delta\lambda$  pour un spectre en fréquence ou en longueur d'onde). La distance entre deux pics est appelée l'intervalle spectral libre et est notée  $\Delta\varphi$  ( $\Delta\omega$  ou  $\Delta\lambda$ ).

Il est également utile de disposer d'un développement de la fonction de transmission autour d'une résonance. En utilisant l'approximation des petits angles pour la fonction sinus,

on trouve une forme lorentzienne :

$$T \approx 1 - \frac{A_0}{1 + F\left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2}\right)^2} \quad (2.22)$$

### Signification des paramètres du modèle

En observant l'équation de l'intensité transmise, on remarque qu'elle ne dépend ultimement que de trois paramètres :  $\varphi$ ,  $t$  et  $A$ .

Le premier paramètre,  $\varphi$  contient toute l'information sur la propagation de l'onde dans le résonateur. Son seul impact sur le spectre est la position des pics de résonance. Il regroupe la dépendance avec la longueur d'onde  $\lambda$  (également avec la fréquence  $\omega$  ou la constante de propagation  $k$ ), l'indice de réfraction du milieu  $n$ , et la taille du résonateur (rayon  $R$ ). En prenant compte du profil transverse des modes présenté à la section 2.1.3, le déphasage s'écrit :

$$\varphi = 2\pi Z_{l\nu}, \quad \nu = knR \quad (2.23)$$

où  $Z_{l\nu}$  est la solution de l'équation caractéristique normalisée (2.10-2.11). Le paramètre  $m$  a été renommé  $\nu$ , car on cherche ici à calculer le spectre même hors résonance, et il n'est donc pas toujours un entier. Notons qu'il est commun d'utiliser une expression approximative pour  $\varphi$  ne tenant pas compte du profil transverse :

$$\varphi \approx kn2\pi R = \frac{2\pi n}{\lambda} 2\pi R = \frac{\omega n}{c} 2\pi R \quad (2.24)$$

Les deuxième et troisième paramètres,  $t$  et  $A$ , contiennent toute l'information sur les pertes dans le résonateur. En effet, la fuite d'énergie du résonateur vers le guide d'onde, représentée par la variable  $t$ , peut être vue comme un processus de pertes au même titre que les autres. L'équation du spectre de transmission (2.19) est d'ailleurs parfaitement symétrique par rapport aux paramètres  $t$  et  $A$ . Cela signifie que les pertes par couplage influencent le spectre exactement de la même façon que toutes les autres sources de pertes. Les pertes n'ont aucun impact sur la position des pics de résonance. Elles modifient plutôt la largeur et la hauteur des pics.

#### 2.1.5 Pertes, finesse et facteur de qualité

Attardons-nous maintenant plus en détail à l'influence des pertes sur le spectre de transmission présenté à la figure 2.6 et décrit par l'équation (2.19). Ceci nous amènera à définir deux caractéristiques importantes des résonateurs : la finesse  $\mathcal{F}$  et le facteur de qualité  $Q$ .



## Définition des expressions pour les pertes

Les pertes dans un résonateur peuvent être exprimées de plusieurs façons équivalentes. Du point de vue temporel, on définit un taux de décroissance de l'énergie accumulée  $d|a|^2/dt = -\gamma|a|^2$ . Son inverse  $\tau = 1/\gamma$  est également souvent utilisé. Il correspond au temps caractéristique de décroissance de l'énergie accumulée, c'est-à-dire au temps de vie moyen d'un photon dans le résonateur. Du point de vue spatial, on définit en général le coefficient de pertes par unité de distance parcourue  $d|a|^2/ds = -\alpha|a|^2$ . Il est relié à la décroissance temporelle par  $\gamma = v_g\alpha$ , où  $v_g$  est la vitesse de groupe.

## Sources de pertes multiples

On peut associer un coefficient  $\alpha_j$ ,  $\gamma_j$  ou  $\tau_j$  à chacune des sources  $j$  de pertes (pertes par absorption, pertes par radiation, pertes par diffusion, etc.). Le taux de pertes totales est simplement la somme des taux individuels (ou la somme inverse dans le cas de  $\tau$ ).

$$\alpha = \sum_j \alpha_j \quad (2.25)$$

On distingue en général les pertes par couplage ( $\alpha_c$ ) des sources de pertes intrinsèques ( $\alpha_i$ ). Les pertes intrinsèques sont reliées par définition au paramètre  $A$  du spectre de transmission :

$$A = e^{-\frac{\alpha_i}{2} 2\pi R} \quad (2.26)$$

Les pertes par couplage sont localisées et ne s'expriment pas, a priori, sous la forme d'un coefficient de pertes  $\alpha_c$ . Cependant, dans le cas où les pertes sont faibles ( $1/\alpha_c \gg 2\pi R$ ) on peut définir un coefficient approximatif :

$$\alpha_c = -\frac{1}{|a|^2} \frac{d|a|^2}{ds} \approx \frac{\kappa^2}{2\pi R} \quad (2.27)$$

## Facteur de qualité

Une figure de mérite couramment utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur est le facteur de qualité  $Q$ . Il est défini comme le rapport entre l'énergie emmagasinée dans le microrésonateur et les pertes par radian du cycle d'oscillation électromagnétique. En termes simples, on peut voir le facteur de qualité comme le nombre moyen de radians d'oscillation du champ électromagnétique qu'effectuera un photon avant

d'être dissipé. Le facteur de qualité est donc, par définition :

$$Q = \frac{k}{\alpha} = \frac{\omega}{\gamma} = \omega\tau \quad (2.28)$$

Il est possible de montrer que lorsque  $Q \gg 1$ , cette définition est équivalente à :

$$Q = \frac{\varphi_0}{\delta\varphi} = \frac{\omega_0}{\delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda} \quad (2.29)$$

où  $\delta\varphi$  ( $\delta\omega$ ,  $\delta\lambda$ ) est la largeur à mi-hauteur d'un pic de résonance, et  $\varphi_0$  ( $\omega_0$ ,  $\lambda_0$ ) est sa position centrale. Cette définition permet de mesurer le facteur de qualité directement en regardant le spectre de transmission d'un résonateur.

La possibilité d'atteindre des facteurs de qualité ultra-élevés est l'une des raisons qui motivent l'étude des microrésonateurs à modes de galerie. En effet, le facteur de qualité est d'une importance particulière dans de nombreuses applications des microrésonateurs. Pour la biodétection, un facteur de qualité élevé signifie une meilleure limite de détection. Il décrit également l'accumulation de puissance dans le résonateur, essentielle pour les applications d'optique non linéaire.

De la même façon que l'on a associé un coefficient de pertes  $\alpha_j$  à chaque processus  $j$ , on peut définir un facteur de qualité  $Q_j$  associé à chacun des processus. En plus du couplage avec le guide d'onde ( $Q_c$ ), les processus de pertes dans les microrésonateurs sont l'absorption dans le volume ( $Q_{va}$ , *volume absorption*) ou par des impuretés en surface ( $Q_{sa}$ , *surface absorption*), la diffusion de surface et de volume ( $Q_{ss}$ , *surface scattering* et  $Q_{vs}$ , *volume scattering*), et les pertes par radiation dues à la courbure du résonateur ( $Q_r$ ). Les facteurs de qualité s'additionnent en inverse. On note en général  $Q_L$  (*loaded*) le facteur de qualité total incluant les pertes intrinsèques  $Q_i$  et les pertes par couplage  $Q_c$ .

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_c} + \sum_j \frac{1}{Q_j} \quad (2.30)$$

## Finesse

En plus du facteur de qualité, une autre mesure communément utilisée est la finesse  $\mathcal{F}$  du résonateur. Elle est définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur des pics :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\varphi}{\delta\varphi} = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (2.31)$$

Dans le cas des résonances étroites ( $\delta\varphi \ll \Delta\varphi$ ), cette équation équivaut à :

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{P} \quad (2.32)$$

où  $P$  représente la fraction d'énergie perdue dans un tour de la cavité. La finesse représente donc le nombre moyen de tours du résonateur, exprimé en radians, effectués par les photons avant d'être dissipés. Le facteur de qualité, on le rappelle, représente de son côté le nombre de radians d'oscillation du champ électromagnétique.

### 2.1.6 Notions de couplage critique et idéal

On a déjà mentionné que la forme des pics de résonance dépend de deux paramètres : les pertes intrinsèques du résonateur, via le paramètre  $A$ , et les pertes par couplage, via le paramètre  $t$ . En observant l'expression mathématique décrivant les raies spectrales (2.22), on peut remarquer que la largeur des pics ne dépend que du produit  $tA$ , c'est-à-dire des pertes totales.

La profondeur du pic  $A_0$ , par contre, dépend séparément des pertes intrinsèques et du couplage. En particulier, on peut montrer que lorsque  $t = A$ , alors la profondeur du pic est maximale (transmission nulle). Cette situation est appelée « couplage critique ». Si les pertes par couplage sont supérieures aux pertes intrinsèques, on parle de couplage sur-critique, et si elles sont inférieures, de couplage sous-critique.

La transmission au centre du pic de résonance est reliée au rapport des facteurs de qualité intrinsèque et de couplage par l'équation suivante (Soltani *et al.*, 2007) :

$$T(\omega_0) = \left| \frac{1 - Q_c/Q_{int}}{1 + Q_c/Q_{int}} \right|^2 \quad (2.33)$$

La figure 2.7 présente la variation de la forme des pics pour des pertes intrinsèques fixées, en faisant varier les pertes par couplage. On constate que la profondeur des pics diminue lorsqu'on s'éloigne du couplage critique.

Lorsque le guide d'onde est multimode, une autre figure de mérite importante à considérer est l'idéalité de la jonction entre le guide d'onde et le résonateur. L'idéalité, notée  $I$ , est définie comme le rapport entre la puissance couplée du résonateur vers le mode fondamental du guide d'onde, et la puissance couplée vers l'ensemble des modes, incluant les pertes :

$$I = \frac{\kappa_0^2}{\sum_{j=0}^N \kappa_j^2 + p^2} \quad (2.34)$$

où la somme est effectuée sur chacun des modes  $j$  du guide d'onde, et où  $p = \sqrt{1 - A^2}$

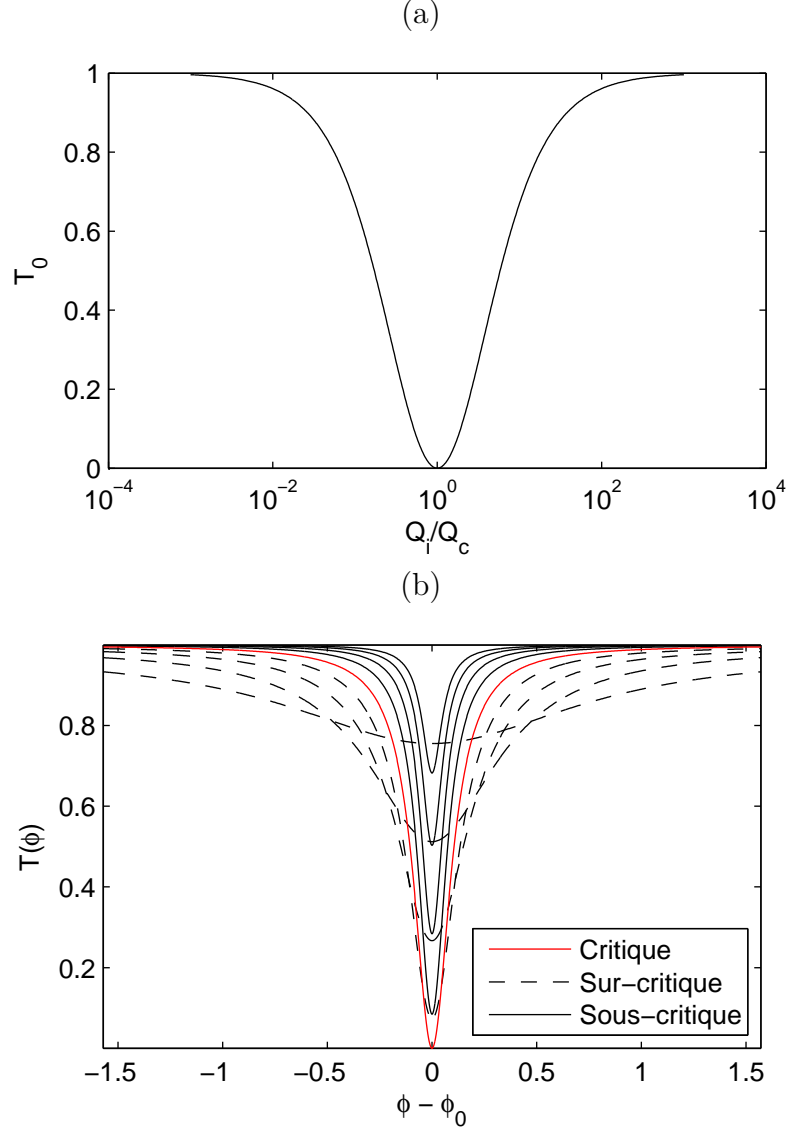


Figure 2.7 Couplage critique, sous-critique et sur-critique. (a) La profondeur du pic de résonance est représentée en fonction du rapport entre les pertes intrinsèques et les pertes par couplage. (b) Variation de la forme des pics de résonance pour un couplage critique, sous-critique et sur-critique.

représente les pertes dans le résonateur.

Une idéalité maximale de la jonction est en général souhaitable. Considérons le cas où le guide d'onde est une fibre effilée adiabatique (*taper*), dont la section amincie est multimode et les sections larges sont monomodes. La lumière qui est couplée du résonateur vers les modes d'ordre supérieur est perdue dans la gaine à la sortie de la section étroite. La quantité de signal récupérée est donc proportionnelle à l'idéalité. Le cas d'un guide d'onde multimode est légèrement différent. La lumière couplée dans les modes supérieurs est conservée, mais les modes ont une constante de propagation différente et interfèrent à la sortie du guide. L'amplitude de ce signal parasite est d'autant plus faible que l'idéalité est grande.

### 2.1.7 Biodétection à l'aide de microrésonateurs à modes de galerie

Les résonateurs à modes de galerie sont des candidats intéressants pour développer des biocapteurs ultra-sensibles intégrables dans des laboratoires-sur-puce. Des niveaux de sensibilité allant jusqu'à la molécule unique ont été démontrés (Armani *et al.*, 2007). L'avantage principal des modes de galerie sur d'autres technologies optiques réside dans les facteurs de qualité ultra-élevés qu'il est possible d'atteindre. Intuitivement, on sait que si le facteur de qualité est élevé, la lumière effectue plusieurs tours dans le résonateur. En interagissant à chaque passage avec son environnement extérieur, la lumière peut donc sonder plusieurs fois chaque molécule qui l'entoure (Vollmer *et al.*, 2012).

Le fonctionnement d'un tel détecteur est schématisé à la figure 2.8. Un résonateur est couplé à un guide d'onde qui injecte et récupère la lumière du résonateur. On observe à la sortie un certain ensemble de pics de résonance. Lorsque des analytes s'attachent au résonateur, ils modifient l'indice de réfraction local et augmentent le parcours optique. Cela a pour effet de causer un déplacement du spectre de résonance, que l'on peut mesurer. La sélectivité du détecteur est assurée par une couche de fonctionnalisation permettant la liaison spécifique de certaines molécules à la surface du résonateur.

Deux mécanismes ont été proposés pour expliquer le déplacement des pics de résonance. Un modèle proposé par Armani *et al.* (2007), se base sur un effet thermo-optique : l'absorption de lumière par les molécules liées au résonateur cause une augmentation de température, qui à son tour modifie l'indice de réfraction. Des résultats récents (Arnold *et al.*, 2010), semblent cependant contredire ce modèle.

Le modèle le plus largement accepté se base sur un mécanisme réactif (Arnold *et al.*, 2003; Vollmer *et al.*, 2012). L'ajout de molécules de polarisabilité électrique élevée augmente l'indice de réfraction moyen du milieu ambiant. Le mode du résonateur a alors tendance à sortir davantage du résonateur. Avec un rayon effectif plus grand, les modes sont décalés vers le rouge.

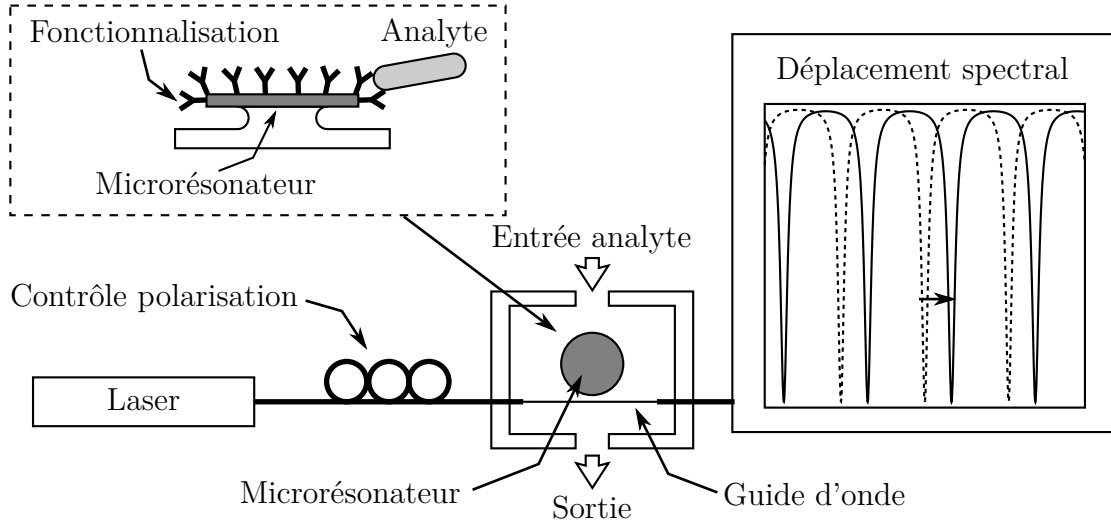


Figure 2.8 Biodétection à l'aide de microrésonateurs à modes de galerie.

Dans le cadre du modèle réactif, la théorie des perturbations permet de calculer le déplacement  $\Delta\lambda$  d'un pic de résonance (Vollmer et Arnold, 2008) :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\alpha_{\text{ex}}\sigma}{\epsilon_0(n_r^2 - n_m^2)R} \quad (2.35)$$

où  $\alpha_{\text{ex}}$  est l'excès de polarisabilité par rapport au milieu ambiant,  $\sigma$  est la densité surfacique d'analytes,  $n_r$  est l'indice de réfraction du résonateur,  $n_m$  est l'indice du milieu ambiant, et  $R$  est le rayon du résonateur.

On remarque que cette expression n'est pas dépendante du facteur de qualité du résonateur. En effet, le gain en sensibilité pour un facteur de qualité élevé provient plutôt du fait que les raies plus fines permettent de déceler un déplacement plus subtil des résonances. La quantité intéressante à considérer est la limite de détection (LOD, Limit Of Detection), c'est-à-dire la concentration surfacique minimale  $\sigma_{\text{LOD}}$  qu'il est possible de déceler. Elle s'exprime comme (Vollmer et Arnold, 2008) :

$$\sigma_{\text{LOD}} = \frac{R(n_r^2 - n_m^2)F}{(\alpha_{\text{ex}}/\epsilon_0)Q} \quad (2.36)$$

où  $Q$  est le facteur de qualité, et où  $F$  est la plus petite fraction de la largeur du pic qu'il est possible de détecter avec l'appareillage expérimental.

La dépendance de la limite de détection avec le facteur de qualité constitue une des motivations principales à la réalisation de ce projet de maîtrise. En effet, de nombreux systèmes simples combinant sur une même puce des guides d'onde et des microrésonateurs ont été dé-

montrés. Cependant, aucun procédé de fabrication satisfaisant n'a été proposé pour intégrer des guides d'onde aux microrésonateurs de facteur de qualité les plus élevés.

## 2.2 Notions d'optique guidée

La section qui suit présentera les concepts de base d'optique guidée. Étant donnée l'abondance d'ouvrages détaillés sur le sujet, elle se veut davantage un résumé présentant les notations, concepts et formules importants utilisés aux sections suivantes qu'un traitement rigoureux du sujet. La notation utilisée sera proche de celle employée dans les livres Snyder et Love (1984) et Bures (2009).

Étant donné qu'il n'existe pas de solution analytique exacte pour les guides d'onde à géométrie rectangulaire tels que ceux fabriqués dans cette maîtrise, nous commencerons par mettre l'accent sur les guides d'onde diélectriques plans (2D) pour présenter les concepts de base, puis nous ferons un survol des méthodes approximatives et numériques pour les guides rectangulaires.

### 2.2.1 Survol et définitions

Tout d'abord, définissons quelques concepts généraux. On définit d'abord la variation transverse  $\mathbf{e}$  et  $\mathbf{h}$  des champs électromagnétiques tels que :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(x, y, z) &= \mathbf{e}(x, y)e^{i\beta z} \\ \mathbf{H}(x, y, z) &= \mathbf{h}(x, y)e^{i\beta z}\end{aligned}\tag{2.37}$$

Le paramètre  $\beta$  est appelé la constante de propagation, et correspond à la projection du vecteur d'onde sur l'axe de propagation. On définit également  $n_{\text{eff}} = \beta/k$ , l'indice effectif du guide d'onde.

Il est également utile de définir les paramètres modaux adimensionnels  $U$ ,  $V$  et  $W$ .

$$U = \rho\sqrt{k^2n_c^2 - \beta^2} = \rho k\sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}\tag{2.38}$$

$$W = \rho\sqrt{\beta^2 - k^2n_g^2} = \rho k\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_g^2}\tag{2.39}$$

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = \rho k\sqrt{n_c^2 - n_g^2}\tag{2.40}$$

$U$  est le paramètre modal du cœur, alors que  $W$  est le paramètre de la gaine.  $V$  est le paramètre global du guide d'onde.  $n_c$  est l'indice de réfraction du cœur du guide d'onde, et  $n_g$  est l'indice de réfraction de la gaine, c'est-à-dire le milieu entourant le guide d'onde.

### 2.2.2 Guides d'onde diélectriques plans à saut d'indice

Afin de modéliser la propagation des ondes dans un guide plan, on considère une géométrie telle qu'illustrée à la figure 2.9. Le cœur d'indice  $n_c$  est entouré d'une gaine d'indice  $n_g$ .  $\rho$  est la demi-largeur du cœur.  $x$  est l'axe transverse, et  $z$  est l'axe de propagation. On ne considère pour l'instant aucune variation du profil d'indice selon l'axe  $y$ .

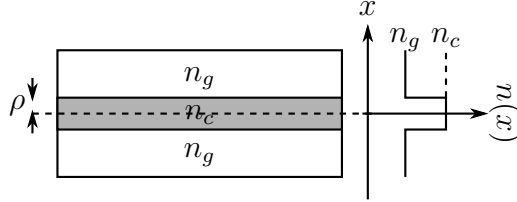


Figure 2.9 Géométrie d'un guide d'onde plan.

Le profil transverse du champ guidé est alors décrit par l'équation :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n^2 k^2 - \beta^2 \right) \Psi(x) = 0 \quad (2.41)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction,  $k = 2\pi/\lambda$  est la norme du vecteur d'onde dans le vide,  $\beta$  est la constante de propagation à déterminer, et  $\Psi$  représente la variation transverse du champ électrique  $e_y(x)$  ou  $h_y(x)$  selon que la polarisation soit TE ou TM.

Les solutions de l'équation d'onde (2.41) sont des fonctions sinusoïdales ou des exponentielles. En appliquant les conditions aux frontières diélectriques (voir l'équation 2.4), on trouve les coefficients et les arguments de ces fonctions. Elles permettent également de déterminer l'équation aux valeurs propres à laquelle doit obéir la constante de propagation  $\beta$  via les paramètres  $U$  et  $V$ .

L'équation aux valeurs propres comporte plusieurs racines, correspondant à différents modes transverses, que l'on identifie à l'aide d'un entier  $m$ . La coupure de chacun des modes est donnée par :

$$U_{\text{coupure}} = V = m \frac{\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.42)$$

La limite d'opération monomode correspond à la coupure du second mode et est donc trouvée en prenant  $m = 1$ .

Disposant du champ  $\Psi$  dans une des directions, les autres composantes du champ électromagnétique peuvent être déterminées à l'aide des équations de Maxwell.

Le tableau 2.1 présente un résumé des solutions obtenues, exprimées en fonction des paramètres modaux  $U$  et  $W$ . Le lecteur peut également consulter les tableaux 12.1 et 12.2



Tableau 2.1 Expression de  $\Psi(x)$  pour les modes de guides d'onde plans, avec  $X = x/\rho$ . L'indice  $m = 0, 1, 2, \dots$  est l'entier représentant l'ordre du mode. L'expression des solutions et des équations aux valeurs propres est distinctes selon que  $m$  est pair ou impair.

	Gaine $X < -1$	Cœur $-1 < X < 1$	Gaine $1 < X$	Équation aux valeurs propres
TE pair	$\frac{\exp(W_m X)}{\exp(-W_m)}$	$\frac{\cos(U_m X)}{\cos(U_m)}$	$\frac{\exp(-W_m X)}{\exp(-W_m)}$	$W_m = U_m \tan(U_m)$
TE impair	$-\frac{\exp(W_m X)}{\exp(-W_m)}$	$\frac{\sin(U_m X)}{\sin(U_m)}$	$\frac{\exp(-W_m X)}{\exp(-W_m)}$	$W_m = -U_m \cot(U_m)$
TM pair	$\frac{n_c^2 \exp(W_m X)}{n_g^2 \exp(-W_m)}$	$\frac{\cos(U_m X)}{\cos(U_m)}$	$\frac{n_c^2 \exp(-W_m X)}{n_g^2 \exp(-W_m)}$	$n_c^2 W_m = n_g^2 U_m \tan(U_m)$
TM impair	$-\frac{n_c^2 \exp(W_m X)}{n_g^2 \exp(-W_m)}$	$\frac{\sin(U_m X)}{\sin(U_m)}$	$\frac{n_c^2 \exp(-W_m X)}{n_g^2 \exp(-W_m)}$	$n_c^2 W_m = -n_g^2 U_m \cot(U_m)$

du livre de Snyder et Love (1984) pour un sommaire plus exhaustif des solutions du guide d'onde plan diélectrique à saut d'indice.

La figure 2.10 présente l'indice effectif calculé pour les cinq premiers modes d'un guide d'onde composé d'oxyde de silicium ( $n_c = 1,45$ ) entouré d'air ( $n_g = 1$ ), tels que ceux présentés dans les sections subséquentes.

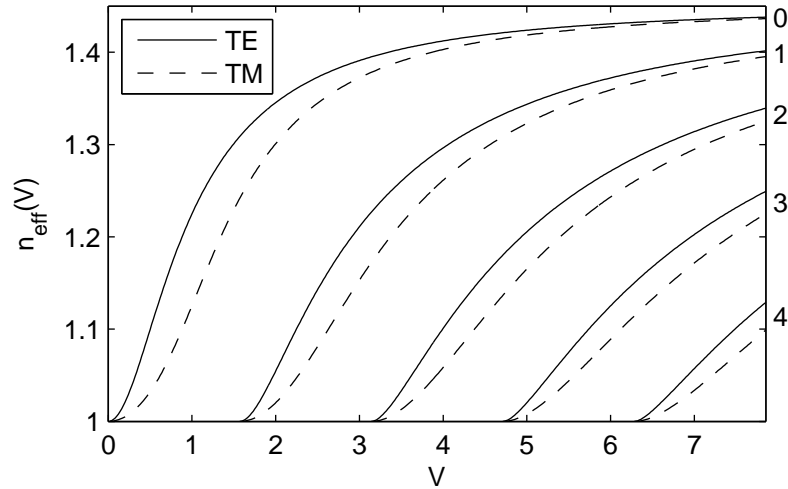


Figure 2.10 Indice effectif des guides d'onde intégrés pour  $n_c = 1,45$  et  $n_g = 1$ . L'indice du mode est indiqué à droite du graphique.

### 2.2.3 Théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés est un modèle approximatif permettant de calculer comment plusieurs ondes interagissent entre elles. Dans le cadre de cette théorie, l'évolution de l'amplitude des ondes est décrite par un système d'équations différentielles. Un coefficient de couplage  $C_{\mu\nu}$  est défini pour relier la variation de chaque onde  $\mu$  à l'amplitude de chaque autre onde  $\nu$ .

Chaque onde est décrite par son profil transverse  $\psi_\mu(x)$  et son amplitude  $a_\mu(z)$ . Les profils transverses sont normalisés de sorte que  $\int \psi_\mu^* \psi_\mu dx = 1$ . On considère le cas particulier d'un couplage entre deux ondes. Les amplitudes  $a_1$  et  $a_2$  obéissent au système suivant :

$$\frac{da_1}{dz} = i(\beta_1 a_1 + c_{12} a_2) \quad (2.43)$$

$$\frac{da_2}{dz} = i(c_{21} a_1 + \beta_2 a_2) \quad (2.44)$$

Connaissant les conditions initiales  $a_1(0)$  et  $a_2(0)$ , il est possible de résoudre ce système (par une méthode matricielle par exemple), pour prédire l'échange d'énergie entre les deux ondes.

Les constantes de propagation  $\beta_1$  et  $\beta_2$  des deux modes peuvent être calculées en résolvant l'équation aux valeurs propres pour chacun des deux guides d'onde (voir la section précédente). Si les deux ondes correspondent aux modes de deux guides d'onde de taille et d'indice constant, alors les coefficients de couplages s'expriment selon le formalisme des modes idéaux comme l'intégrale de recouvrement :

$$C_{\mu\nu} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_\mu\beta_\nu}} \int_{-\infty}^{+\infty} (n(x)^2 - \bar{n}(x)^2) \psi_\mu^*(x) \psi_\nu(x) dx \quad (2.45)$$

Ici,  $n(x)$  est l'indice de la structure complète (les deux guides d'onde), et  $\bar{n}(x)$  est le profil non perturbé, c'est-à-dire du guide  $\mu$  seul.

### 2.2.4 Guides d'onde rectangulaires

Il n'existe pas de solution analytique pour un guide d'onde rectangulaire. Deux options sont donc disponibles : résoudre le problème numériquement, ou faire appel à des approximations.

Il existe de nombreuses approches numériques permettant de calculer les modes d'un guide d'onde de profil transverse arbitraire. Parmi les plus utilisées, mentionnons la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis, et la méthode de propagation de faisceau. Il existe de nombreux logiciels commerciaux implémentant ces méthodes (COMSOL, RSOFT,

OPTIWAVE, etc.).

Du côté des solutions approximatives, Marcatili (1969b) a développé un modèle permettant d'approximer les champs et les constantes de propagation de guides d'onde diélectriques rectangulaires. Il divise l'espace entourant le guide d'onde en 9 régions, tel que représenté à la figure 2.11. L'hypothèse sous-tendant le modèle est que le champ contenu dans les quatre coins peut être négligé. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la vaste majorité de la puissance est transportée dans le cœur. Une très faible partie se retrouve donc dans les régions directement adjacentes au cœur, et encore moins dans les coins.

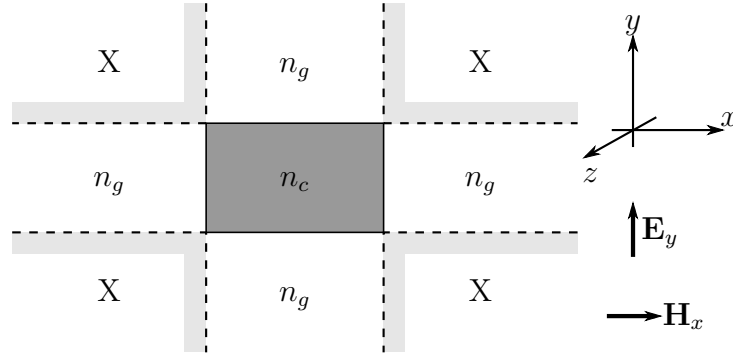


Figure 2.11 Modèle de Marcatili pour un guide d'onde rectangulaire. La puissance voyageant dans les coins est négligée, et le guide est considéré comme une superposition d'un guide plan vertical et d'un guide plan horizontal. (Marcatili, 1969b)

Bien que le modèle de Marcatili soit utilisable pour quatre régions externes d'indices différents, les résultats présentés ici tiendront compte des simplifications à apporter dans le cas où le milieu de gaine est uniforme, tel que pour des guides d'onde suspendus.

Dans le cadre de cette approximation, le guide d'onde rectangulaire peut être considéré comme une superposition d'un guide d'onde plan vertical et d'un guide d'onde plan horizontal. La solution générale est alors séparable en  $x$  et en  $y$ , et l'expression du champ s'écrit comme :

$$\Psi(x, y) = \psi_x(x)\psi_y(y) \quad (2.46)$$

où les fonctions  $\psi_x(x)$  et  $\psi_y(y)$  sont les solutions d'un guide plan unique telles que regroupées au tableau 2.1. La solution en  $x$  est calculée en résolvant l'équation caractéristique pour  $U = u_x$  et  $W = w_x$ , avec une dimension  $\rho_x$  égale à la demi-largeur du guide. La solution en  $y$  est calculée pour  $U = u_y$  et  $W = w_y$  en utilisant la *polarisation opposée* à celle de  $\psi_x(x)$ , et avec  $\rho_y$  égal à la demi-hauteur du guide. La constante de propagation est liée aux

paramètres modaux selon les deux dimensions par les expressions suivantes :

$$k^2 n_c^2 = \beta^2 + \rho_x^2 u_x^2 + \rho_y^2 u_y^2 \quad (2.47)$$

$$k^2 n_g^2 = \beta^2 - \rho_x^2 w_x^2 - \rho_y^2 w_y^2 \quad (2.48)$$

La figure 2.12 présente les premiers modes TE et TM calculés à l'aide de la méthode de Marcatili pour un guide rectangulaire de  $2\mu\text{m}$  de large par  $0,8\mu\text{m}$  de haut, à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ . Pour ces cas semblables aux guides d'onde décrits aux sections suivantes, on peut noter certaines limites du modèle. Par exemple, on peut voir en observant attentivement qu'il y a discontinuité du champ électrique dans les coins, à l'endroit où nous avons artificiellement mis une frontière. Cette discontinuité est évidemment non physique et est un artéfact de la méthode.

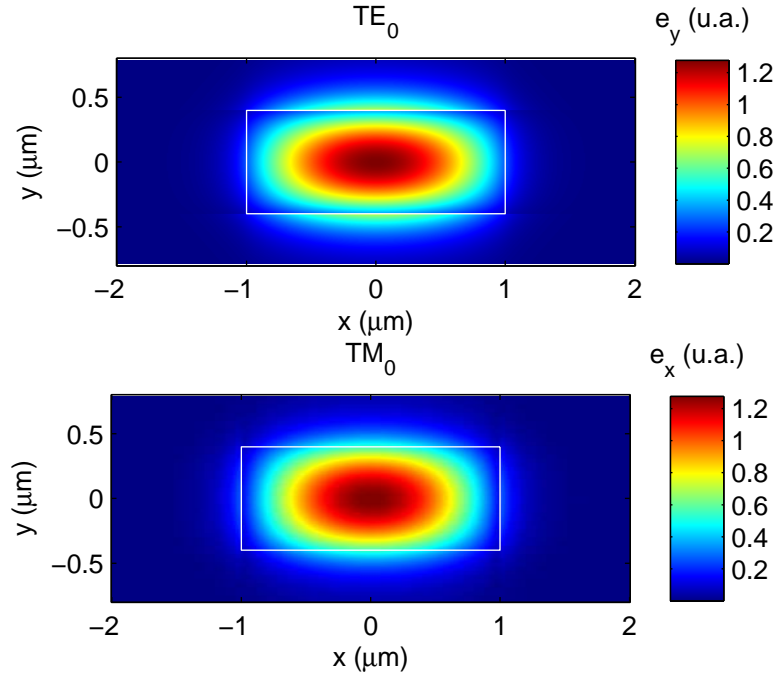


Figure 2.12 Solution d'un guide d'onde rectangulaire par la méthode de Marcatili. Le premier mode TE et le premier mode TM ont été calculés pour  $\lambda = 1\mu\text{m}$ ,  $\rho_x = 1\mu\text{m}$ , et  $\rho_y = 0,4\mu\text{m}$ .

### 2.3 Approches de couplage et intégration des microrésonateurs

Le développement de méthodes de couplage robustes et flexibles avec les résonateurs à modes de galerie est considéré comme l'un des problèmes les plus importants pour permettre des applications pratiques à ces dispositifs (Matsko et Ilchenko, 2006). Il existe plusieurs méthodes pour coupler la lumière dans un microrésonateur à modes de galerie. On peut

en général regrouper ces différentes méthodes en trois grandes catégories, illustrées à la figure 2.13 : le couplage en espace libre, les prismes, et les guides d'onde.

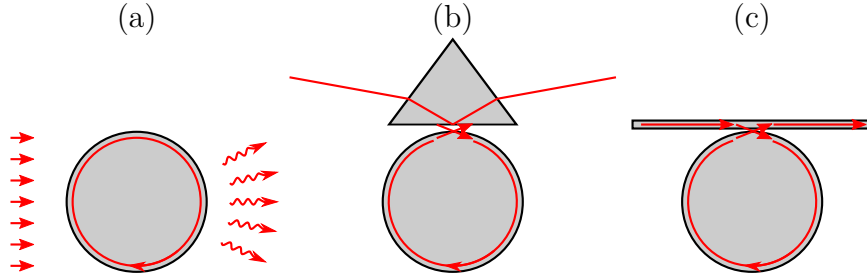


Figure 2.13 Différentes approches de couplage pour les microrésonateurs à modes de galerie. (a) Espace libre. (b) Prismes. (c) Guides d'onde.

Cette section présentera les avantages et inconvénients des différentes méthodes de couplage. Étant donné l'objectif de cette maîtrise, les approches permettant de réaliser un couplage entre un résonateur et un guide intégré seront évaluées en détail. Une revue des récentes tentatives d'intégration avec des microrésonateurs à facteur de qualité ultra-élevé sera également présentée.

### 2.3.1 Couplage en espace libre

Il est théoriquement possible de coupler la lumière directement dans les microrésonateurs simplement en les illuminant en espace libre. En effet, les modes de galerie sont des modes à fuites. La réciprocity de l'équation d'onde fait en sorte que si la lumière peut sortir du résonateur via les pertes par radiation (rayons tunnel), elle peut également y entrer. Il existe certaines applications où cette méthode est employée, par exemple pour exciter les modes de galerie de microgouttelettes en aérosol (Chýlek *et al.*, 1991). Néanmoins, les pertes par radiation sont généralement négligeables devant les autres sources de pertes (typiquement  $Q_{rad} > 10^{20}$ ), ce qui fait en sorte que le couplage avec un faisceau est fortement sous-critique. De plus, la portion radiative des modes de galerie est une structure hélicoïdale complexe difficile à produire en laboratoire. En bref, cette méthode n'est pas adaptée à la plupart des applications.

### 2.3.2 Prisme

L'atteinte du couplage critique, nécessaire pour obtenir un contraste important des pics d'absorption du résonateur, n'a été démontrée que par l'utilisation des ondes évanescentes.

L'une des premières approches employées consiste à utiliser l'onde évanescente générée par la réflexion totale interne sur la face d'un prisme.

Cette technique comporte de nombreux avantages. En particulier, elle donne à l'utilisateur une grande souplesse pour ajuster le couplage. En modifiant le foyer, l'angle et l'astigmatisme du faisceau incident, cette méthode permet un contrôle sur la longueur de couplage et l'accord de phase entre le mode du résonateur et l'onde évanescente du prisme (Gorodetsky et Ilchenko, 1994). La grande flexibilité des différents paramètres de couplage en a fait une méthode de choix pour les premières études, visant à comprendre les propriétés fondamentales des modes de galerie.

Cette méthode comporte également certains inconvénients. Il est par exemple difficile de coupler vers un seul mode de galerie à la fois (Matsko et Ilchenko, 2006). Dans l'optique de réaliser un système de biodétection intégré, le principal inconvénient de cette méthode demeure celui de l'intégration. Le système optique en espace libre permettant le contrôle de la taille du faisceau est difficilement miniaturisable. Bien qu'il soit possible de fabriquer des structures équivalentes à un prisme sur puce, par exemple en faisant un coude dans un guide d'onde intégré, les avantages au niveau du contrôle et de la flexibilité sont largement compromis.

### 2.3.3 Guides d'onde

#### Approches traditionnelles pour les guides d'onde intégrés

Parmi les méthodes de couplage avec des résonateurs à modes de galerie, l'utilisation d'un guide d'onde est sans doute la plus répandue. Des systèmes permettant un couplage entièrement intégré existent depuis longtemps pour des résonateurs à facteurs de qualité moyens à élevés ( $\sim 10^3 - 10^7$ ). La configuration la plus commune, proposée par Marcatili (1969a), est illustrée à figure 2.14 (a). Un couplage vertical (b) est également possible, permettant de contrôler plus facilement la distance entre le résonateur et le guide d'onde (paramètre le plus critique), au prix d'un procédé de fabrication légèrement plus élaboré (Tee *et al.*, 2006; Alexandropoulos *et al.*, 2009).

Des microanneaux et microdisques ont été fabriqués dans ces configurations avec de nombreux matériaux d'intérêt : silicium (Little *et al.*, 1998; Niehusmann *et al.*, 2004), nitrure de silicium (Shah Hosseini *et al.*, 2009; Tien *et al.*, 2011; Ghulinyan *et al.*, 2011), oxyde de silicium dopé (Little *et al.*, 1999a; Ferrera *et al.*, 2008), etc. La grande stabilité du coefficient de couplage et leur simplicité en ont fait les candidats de choix pour la fabrication de dispositifs commerciaux (voir par exemple le biocapteur Genalyte).

Néanmoins, il n'existe toujours aucune solution satisfaisante pour exciter les modes de

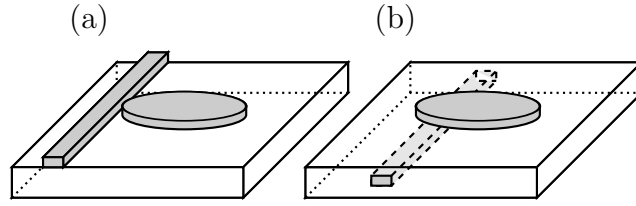


Figure 2.14 Configuration typique d'un guide d'onde intégré avec un microdisque. (a) Couplage horizontal. (b) Couplage vertical.

galerie des résonateurs à facteur de qualité ultra-élevé ( $\sim 10^8$ ), comme les microsphères ou les microtores, de façon entièrement intégrée. On utilise en général une fibre optique effilée (*taper*) dont le diamètre a été réduit à un ou deux microns. On doit en général positionner la fibre à une distance de quelques centaines de nanomètres du résonateur afin de permettre l'échange d'énergie via les ondes évanescentes, ce qui nécessite un contrôle précis et stable, nécessitant souvent des éléments piézoélectriques. Bien que la fibre effilée représente un remplacement intéressant au prisme pour l'étude en laboratoire, elle ne constitue pas une solution envisageable pour la réalisation de systèmes intégrés.

### Obstacles à l'intégration des résonateurs à facteur de qualité ultra-élevés

Il existe trois obstacles principaux à la fabrication de systèmes à facteur de qualité ultra-élevé. Le premier est la non-planéité des structures comme les microtores, qui ont une extension importante hors du plan du substrat. Cet aspect rend difficile tout couplage vertical.

Le second obstacle réside dans le procédé de fabrication, qui implique de chauffer un disque de  $\text{SiO}_2$  par laser  $\text{CO}_2$ , afin de fluidifier le verre. Le reflux du verre sous l'effet de la tension de surface est ce qui permet de réaliser une surface lisse et d'atteindre les facteurs de qualité ultra-élevés, mais cela modifie les dimensions latérales de la structure par rapport aux tailles définies par la photolithographie. Le couplage latéral est donc également difficile.

Le troisième obstacle est le choix du matériau. Les facteurs de qualité les plus élevés ont été atteints dans des résonateurs de silice pure. Il s'agit essentiellement du seul matériau commun en micro-usinage possédant une absorption suffisamment faible, avec un facteur  $Q$  limité par l'absorption de l'ordre de  $10^{10}$ . Cependant, la silice pure est également le matériau standard de microfabrication possédant l'indice de réfraction le plus bas, forçant souvent l'utilisation de l'air ambiant comme gaine optique. Les structures suspendues qui en résultent sont moins stables que les configurations classiques de la figure 2.14 et sont sujettes au flambage sous l'effet des contraintes résiduelles dans le  $\text{SiO}_2$ .

## Solutions d'intégration pour les résonateurs à facteur de qualité ultra-élevés

Quelques tentatives pour contourner ces problèmes ont été proposées, en particulier au cours des deux dernières années. Le groupe de la Pr Andrea M. Armani a démontré qu'il était possible d'utiliser le reflux au laser  $\text{CO}_2$  pour fabriquer des guides d'onde, de la même manière que pour les microtores (Maker et Armani, 2012). En 2013, Zhang et Armani ont montré qu'il était possible d'intégrer ces guides d'onde à des microtores malgré le changement de dimensions causé par le reflux (voir figure 2.15). En utilisant une couche de silice très épaisse ( $12\mu\text{m}$ ), gravée verticalement et profondément par gravure de l'oxyde avancée (Advanced Oxide Etch, AOE), il est possible de générer un reflux vertical plutôt qu'horizontal et ainsi obtenir une distance de couplage acceptable. Néanmoins, le couplage obtenu par les auteurs semble être largement insuffisant, et un contrôle précis des dimensions obtenues par reflux thermique demeure à démontrer. De plus, le facteur de qualité obtenu était de l'ordre de  $10^6$ , loin des records obtenus pour des microtores. Il est donc possible que certaines étapes du procédé affectent le facteur de qualité. Enfin, l'utilisation d'un laser  $\text{CO}_2$  pour fabriquer les guides d'onde et les microrésonateurs est un procédé localisé qui se prête mal à la production de masse.

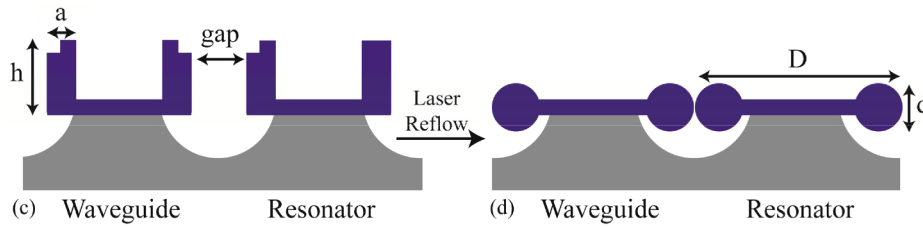


Figure 2.15 Intégration de microtores par reflux vertical. Figure tirée de (Zhang et Armani, 2013).

Le groupe du Pr Ming C. Wu a démontré qu'il était possible de remplacer le laser  $\text{CO}_2$  par un recuit standard dans une fournaise (Grutter *et al.*, 2012). De plus, il a été démontré qu'effectuer le recuit avant l'étape de libération permet de conserver les dimensions définies par photolithographie (voir figure 2.16). Le fait d'effectuer le reflux avant la libération comporte un avantage certain au niveau de l'intégration, mais une part de rugosité demeure malgré le recuit, en particulier à la base de la couche. De plus, pour cette approche, il a fallu remplacer la silice pure par un verre de phosphosilicate (Phosphosilicate Glass, PSG). Le PSG possède un point de fusion plus bas, mais le facteur de qualité maximal atteignable est limité par un plus grand coefficient d'absorption. Pour ces deux raisons, les facteurs de qualité rapportés ne dépassent pas  $1,5 \times 10^7$  pour des résonateurs seuls (Grutter, 2013) et



$4 \times 10^6$  lorsque combinés à des guides intégrés (en collaboration avec l'auteur de ce mémoire ; voir la section 4.5.2).

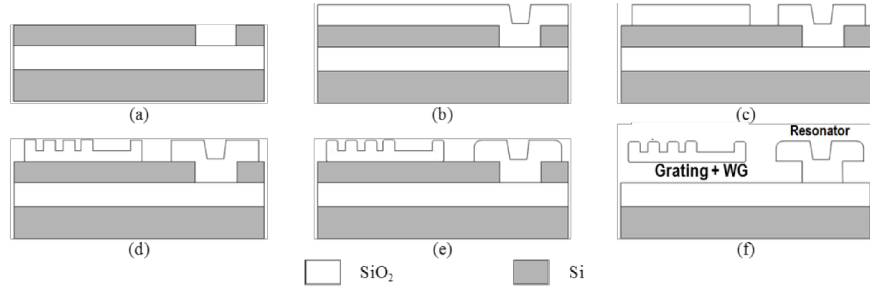


Figure 2.16 Résonateurs intégrés en PSG lissés par un recuit thermique effectué avant la libération. Figure tirée de (Grutter *et al.*, 2012).

La démonstration récente de facteurs de qualité de l'ordre de  $10^9$  par Lee *et al.* (2012) dans des résonateurs en biseau (Wedge Resonators) a ouvert la voie à de nouvelles solutions d'intégration. Les résonateurs en biseau n'exigent pas de reflux thermique, mais sont plutôt fabriqués en utilisant une résine de faible adhérence et en gravant très longtemps la couche supérieure pour former le résonateur. Des résonateurs en biseau couplés verticalement à des guides d'onde intégrés ont été démontrés pour le nitrure de silicium (Ramiro-Manzano *et al.*, 2012, 2013, voir figure 2.17), avec des facteurs de qualités moyens ( $3,5 \times 10^4$ ), mais restent à démontrer pour des facteurs de qualités ultra-élevés et dans d'autres matériaux.

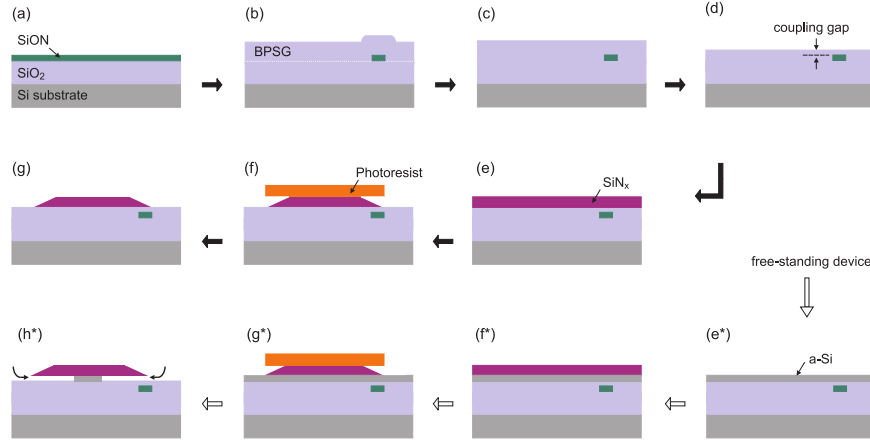


Figure 2.17 Résonateurs en biseau en nitrure de silicium couplés verticalement à des guides d'onde intégrés. Figure tirée de (Ramiro-Manzano *et al.*, 2012).

Enfin, une dernière approche pour obtenir des facteurs de qualité ultra-élevés dans des dispositifs intégrés consiste non pas à tenter d'intégrer les meilleurs microrésonateurs, mais à tenter d'améliorer le facteur de qualité des dispositifs intégrés conventionnels. Les résultats les

plus récents démontrent qu'il est possible d'atteindre des facteurs de qualité de  $2,2 \times 10^7$  dans des anneaux de silicium (Biberman *et al.*, 2012a), de  $2 \times 10^7$  dans le nitrure de silicium (Li *et al.*, 2013) et de  $1,2 \times 10^6$  dans l'oxyde dopé « Hydex » (Razzari *et al.*, 2009). Néanmoins, dans tous ces dispositifs, une gaine d'oxyde de silicium recouvre le résonateur pour réduire les pertes par diffusion. Ce revêtement protecteur est avantageux dans plusieurs applications. En biodétection, au contraire, il empêche les analytes de s'approcher du champ évanescent du résonateur. La sensibilité est donc fortement réduite.

## CHAPITRE 3

### DESIGN DES MICROSYSTEMES

Ce chapitre présente le design proposé afin d'assembler des guides d'onde et des microrésonateurs à modes de galerie. Les différents aspects du design optique et mécanique seront présentés, ainsi que les étapes du procédé de fabrication des microsystemes.

Ce chapitre débute par un résumé du design et par la description du procédé de fabrication, afin de donner une vue d'ensemble système proposé. Ensuite, des aspects plus spécifiques du design seront abordés successivement : le choix des matériaux et du type de guides d'onde, les aspects mécaniques du design, l'optimisation optique des guides d'onde et la configuration du résonateur.

#### 3.1 Résumé du design

Cette section présente un résumé du design proposé. Ses différents aspects seront ici couverts uniquement en surface, pour être ensuite approfondis aux sections subséquentes.

##### Rappel des objectifs

Rappelons tout d'abord l'objectif de ce projet, qui consiste à démontrer la possibilité d'intégrer des microrésonateurs à modes de galerie avec des guides d'onde, par un procédé d'assemblage flip-chip. Ceci s'inscrit dans le cadre plus large d'un projet à long terme dont l'objectif est de réaliser des biodétecteurs sur puce ultrasensibles basés sur les résonateurs à modes de galerie.

##### Vue d'ensemble du système

Le dispositif présenté, schématisé à la figure 3.1, comporte donc deux sous-systèmes distincts. Une puce supporte les guides d'onde, une autre les microrésonateurs.

Les guides d'onde sont de forme rectangulaire et sont constitués d'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ). Le guidage est assuré par la réflexion totale interne à l'interface entre l'air ambiant (gaine optique d'indice  $n_g = 1$ ) et l'oxyde de silicium (cœur optique d'indice  $n_c = 1,45$ ). Le guide d'onde ne peut naturellement pas être entièrement entouré d'air. Il est relié au substrat par des ancrages, formés dans la même couche d'oxyde de silicium.

Le résonateur est un microdisque fait du même matériau que les guides d'onde. Il est relié à la base par un pilier formé à même le substrat de silicium.

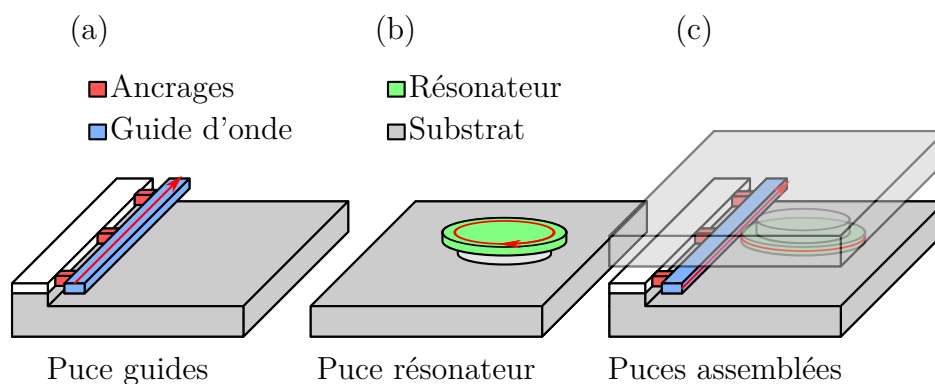


Figure 3.1 Représentation schématique simplifiée des dispositifs. (a) La première puce, avec un guide d'onde relié au substrat par des ancrages. (b) La seconde puce contenant le résonateur. (c) Le système assemblé : la puce du résonateur est retournée face vers le bas et soudée à la puce du guide d'onde.

La soudure est assurée par une couche d'or (non représentée sur le schéma) déposée dans les coins des deux puces. Un procédé de thermocompression permet de fusionner les couches d'or l'une à l'autre. La distance entre le guide d'onde et le résonateur est un paramètre critique et la précision de l'alignement doit être de l'ordre du micron pour permettre le couplage.

### Critères d'optimisation

L'optimisation du fonctionnement du dispositif se ramène essentiellement à trois critères fondamentaux :

- le **facteur de qualité** du résonateur doit être maximal ;
- les **pertes** du guide d'onde doivent être minimales ;
- le **couplage** entre le résonateur et le guide d'onde doit être critique (ni trop fort, ni trop faible, mais égal aux pertes du résonateur), et idéal (toute l'énergie couplée du résonateur vers le guide d'onde le fait vers le mode fondamental).

Ces critères constituent les cibles d'optimisation principales dictant le choix des dimensions, matériaux et procédés utilisés.

### Contraintes de fabrication

Les contraintes à prendre en compte sont liées aux résolutions atteignables en microfabrication, à la précision d'alignement, à l'utilisation comme biocapteur, et au stress mécanique dans les matériaux.

### 3.2 Procédé de fabrication

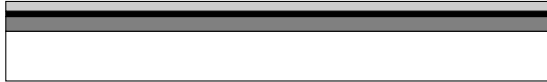
Cette section décrit le procédé de microusinage des guides d'onde et des microdisques. Une vue transversale des dispositifs à chaque étape de fabrication est illustrée à la figure 3.2.

#### Gaufre du microdisque

1. Gaufre de silicium avec oxyde thermique



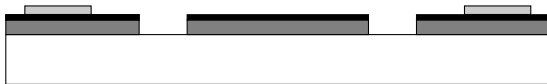
2. Dépôt des couches métalliques Cr et Au (Pulvérisation cathodique)



3. Structuration des contacts de soudure (KI)



4. Structuration du masque de chrome (Cr-Etch) et des structures optiques (RIE)



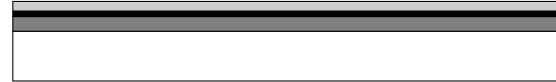
5. Découpage des puces et retrait du masque de chrome (Cr-Etch)



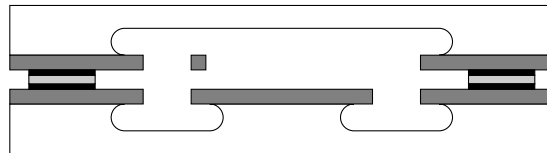
6. Libération des structures optiques (SF<sub>6</sub>)



#### Gaufre du guide d'onde



7. Assemblage flip-chip (thermococompression)



#### Légende

	Silicium
	SiO <sub>2</sub>
	Chrome
	Or

Figure 3.2 Procédé de fabrication.

#### Substrat et nettoyage (Fig. 3.2, étape 1)

Le procédé débute avec deux gaufres de silicium monocristallin orienté (100). La croissance

d'une couche d'oxyde thermique ( $\text{SiO}_2$ ) de 800 nm d'épaisseur est effectuée chez le fournisseur par oxydation humide du substrat de silicium. Cette couche formera les composants optiques (guide d'onde et résonateur).

Chaque gaufre est nettoyée par un bain d'acétone suivi d'un rinçage à l'alcool isopropylique. Un nettoyage par plasma d'oxygène (200 W, 5 minutes) est également effectué.

### **Dépôt des couches métalliques** (Fig. 3.2, étape 2)

L'étape suivante consiste à déposer deux couches métalliques. La couche supérieure, faite d'or, servira à définir les contacts de soudure flip-chip. L'épaisseur est de 200 à 300 nm afin d'avoir la distance de séparation voulue pour un couplage critique (voir Gagnon, 2011).

La couche inférieure, en chrome et d'une épaisseur de 50 nm, remplit simultanément trois fonctions. Son premier objectif est d'agir comme masque de gravure pour définir les structures optiques. Un masque de résine conventionnel a également été testé, mais a été écarté en raison de la sélectivité insuffisante de la gravure RIE.

Le second rôle de la couche de chrome est d'assurer l'adhérence de la couche d'or, qui autrement n'adhère pas bien à la surface de silicium.

Enfin, la couche de chrome agit comme barrière de diffusion afin d'éviter la contamination du contact d'or qui pourrait affecter la qualité de la soudure. Les deux couches métalliques sont déposées successivement par pulvérisation cathodique.

### **Définition des contacts de soudure** (Fig. 3.2, étape 3)

La couche d'or est ensuite structurée pour définir les contacts de soudure. La photolithographie est effectuée avec une photorésine (OIR-674-11) étalée sur la gaufre par tournette. La résine est exposée, puis développée (AZ-726-MIF). Le motif est transféré à la couche d'or par une gravure humide, réalisée avec une solution d'iodure de potassium (KI). La photorésine est ensuite retirée par un bain de décapant (Remover PG).

### **Définition des structures optiques** (Fig. 3.2, étape 4)

La seconde photolithographie, réalisée avec les mêmes paramètres, permet de définir le motif dans la couche d'oxyde. Après le développement de la résine, une très courte gravure par plasma d'oxygène (couramment appelée descum) est utilisée pour s'assurer que la résine a été entièrement développée. Le motif est transféré à la couche de chrome par gravure humide (solution Chrome-Etch commerciale standard). La résine est retirée par un bain de remover PG.

Le motif du masque de chrome est transféré à la couche d'oxyde par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE). La RIE est une gravure physico-chimique, dont l'effet

est dû à une combinaison du bombardement mécanique par les ions du plasma, et à une réaction chimique qui dissout l'oxyde. Elle a l'avantage de permettre un profil de gravure essentiellement vertical pour des petits rapports d'aspect. La taille des guides d'onde, proche de la limite de résolution, demeure donc définie correctement (voir figure 3.3). La gravure est effectuée à une pression de 200 mTorr, 300 W de puissance RF, et un mélange de gaz constitué d'oxygène (2 SCCM) et de  $\text{CHF}_3$  (10 SCCM). Le taux de gravure est mesuré sur un échantillon test et le temps de gravure est calculé en ajoutant un facteur de sécurité de 25 % de temps supplémentaire pour s'assurer que la gravure ait bien traversé la couche d'oxyde.

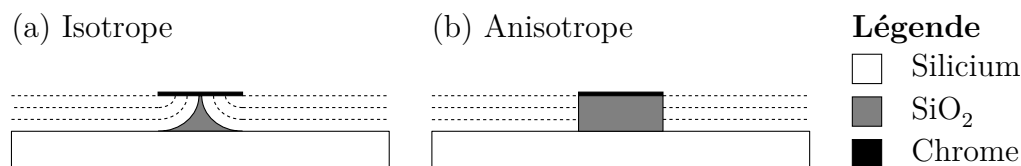


Figure 3.3 Profils de gravure isotrope et anisotrope. (a) Une gravure isotrope, par exemple à l'acide fluorhydrique (HF), détruit presque complètement un guide d'onde avec un rapport d'aspect d'environ 2 : 1. (b) Une gravure anisotrope verticale (RIE) permet de conserver les dimensions.

### Découpage et retrait du masque de chrome (Fig. 3.2, étape 5)

Les gaufres sont ensuite découpées en puces à l'aide d'une scie de découpe (ADT 7100 provectus). Cette étape doit être effectuée avant la libération des structures optiques, qui seraient trop fragiles dans le cas contraire. Une couche de résine protectrice (SPR-220-4.5) est étendue sur toute la surface de la gaufre. Cette résine permet de protéger les structures optiques et d'éviter qu'elles soient recouvertes de poussière de silicium, générée lors du découpage. Une fois la découpe terminée, la résine est retirée par un bain de remover PG. Le masque de chrome est également retiré par une gravure humide (Chrome-Etch).

### Libération des structures optiques (Fig. 3.2, étape 6)

Les structures d'oxyde sont ensuite libérées par une gravure sèche isotrope au  $\text{SF}_6$ . Le temps de gravure est choisi de sorte que les guides d'onde soient complètement libérés, et qu'ils soient libres de flamber sans toucher au substrat (voir section 3.5).

### Assemblage flip-chip (Fig. 3.2, étape 7)

Enfin, les puces de guides d'onde sont soudées aux puces de résonateurs par thermocompression. La soudure s'effectue à une température de 300 °C, une pression de 200 MPa, pour un temps de 180 s.

### 3.3 Matériaux optiques

Le choix des matériaux constituant la partie optique du dispositif est l'un des premiers éléments à considérer. Plusieurs matériaux ont été envisagés et testés pour réaliser des microrésonateurs à mode de galerie, et sans doute davantage encore pour des guides d'onde intégrés. Cette section discutera des paramètres à prendre en compte pour choisir un matériau adapté à la conception d'un biocapteur intégré. Ces critères mèneront au choix de l'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) comme matériau optique. Les inconvénients liés à ce choix de matériau seront également présentés.

#### 3.3.1 Critères à considérer

##### Faible coefficient d'absorption

Les guides d'onde doivent présenter des pertes minimales, et le résonateur doit avoir un facteur de qualité maximal. Le matériau idéal doit donc posséder un faible coefficient d'absorption.

##### Adapté au microusinage

Le matériau doit également être adapté aux procédés de microusinage permettant la fabrication des dispositifs. On retrouve dans la littérature trois groupes de matériaux couramment utilisés et permettant d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à  $10^6$  : le silicium, les verres de silice  $\text{SiO}_2$ , et le nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (voir par exemple Borselli *et al.*, 2005; Shah Hosseini *et al.*, 2009; Armani *et al.*, 2003).

##### Opération dans le domaine du visible

Les marqueurs biochimiques d'intérêt sont généralement en solution aqueuse. Or, l'eau absorbe fortement dans l'infrarouge (voir figure 3.4). Étant donné que le champ électrique des microrésonateurs comporte une partie évanescence interagissant avec le milieu ambiant, il est préférable de travailler dans le domaine visible pour éviter que l'absorption de l'eau vienne limiter le facteur de qualité.

##### Chimie de surface bien maîtrisée

L'utilisation des microrésonateurs comme biodétecteur impose de fonctionnaliser la surface avec certains récepteurs biochimiques afin de rendre le capteur spécifique à un analyte



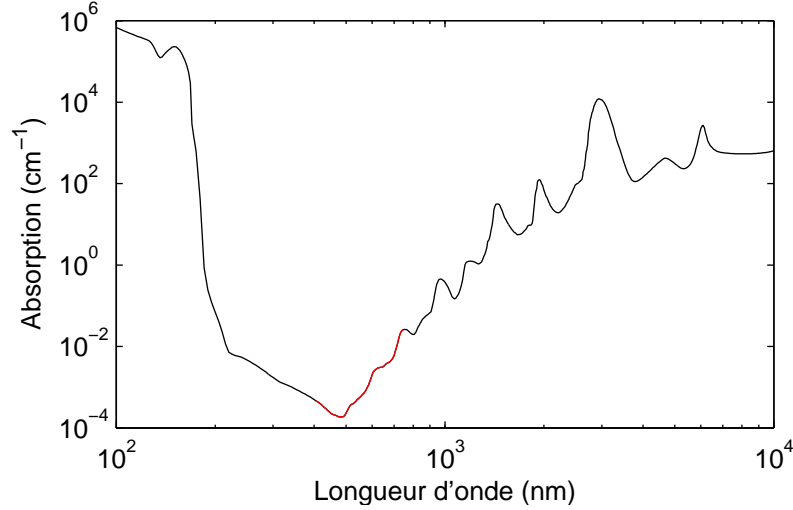


Figure 3.4 Spectre d'absorption de l'eau pure dans le domaine UV, visible et infrarouge. La zone la plus transparente est dans la région visible (mise en évidence en rouge). Les données sont tirées de (Segelstein, 1981) et (Prahl, 1998).

donné. Le développement des agents de liaison est un domaine de recherche en soi, et représente souvent un défi scientifique important. Le choix d'un matériau pour lequel la chimie de surface est bien connue des biochimistes est donc également à considérer.

### 3.3.2 Choix de l'oxyde de silicium

Le  $\text{SiO}_2$ , en plus d'être le matériau pour lequel des facteurs de qualité record ont été rapportés (Armani *et al.*, 2003; Lee *et al.*, 2012), a l'avantage d'être transparent dans le domaine du visible et très bien connu des biochimistes. Il s'agit du seul matériau répondant à tous les critères énumérés précédemment, ce qui en fait le choix idéal pour la réalisation d'un biocapteur basé sur des résonateurs à modes de galerie.

Il est également utile de préciser qu'il est avantageux de choisir le même matériau pour le résonateur et pour les guides d'onde. En effet, le coefficient de couplage dépend d'un terme d'accord de phase ( $\Delta\beta$ , dans l'équation 2.14). Une différence trop grande d'indice de réfraction entre le guide et le résonateur peut causer un désaccord de phase important et rendre le couplage moins efficace.

### Inconvénients de l'oxyde de silicium

Le principal inconvénient de l'oxyde de silicium, pour la fabrication de guides d'onde intégrés, est qu'il n'existe pas véritablement de matériau utilisé en microusinage possédant un indice de réfraction inférieur. Ceci limite le choix d'un matériau constituant la gaine

optique.

Deux solutions sont généralement employées. La première est de doper l'oxyde à des concentrations variées pour modifier l'indice de réfraction. La seconde consiste à utiliser le milieu ambiant (air, eau) comme gaine optique. Pour des raisons de disponibilité des équipements et des matériaux, c'est cette seconde option qui sera choisie. Il est à noter que cette technique, bien que rarement utilisée en optique intégrée, est la plus répandue pour les microrésonateurs. Le contraste d'indice élevé entre la gaine et le cœur permet de réaliser des disques de quelques microns de diamètre sans être limité par les pertes radiatives.

Un autre inconvénient de l'oxyde de silicium est la présence de contraintes mécaniques résiduelles dues aux conditions de dépôt ou de croissance de la couche. La section 3.5 couvrira ce sujet en détail.

### 3.3.3 Sommaire

L'oxyde de silicium est le matériau choisi pour constituer le cœur optique des guides d'onde et du microrésonateur. Ce matériau est hautement transparent dans le visible et l'infrarouge, facilement usinable, et possède une chimie de surface bien connue des biochimistes. La gaine optique est le milieu ambiant.

## 3.4 Types de guides d'onde intégrés

Le matériau constituant le guide d'onde ayant été choisi, il est possible de déterminer le type de guide d'onde le mieux adapté. Cette section fera une brève revue des différentes configurations existantes. Le choix de la géométrie en canal suspendue sera justifié.

### Configurations classiques

Il existe de nombreuses configurations de guides d'onde intégrés. Les trois plus communes, le canal (channel waveguide), le ruban (strip waveguide) et la nervure (ridge waveguide ou rib waveguide) sont illustrées à la figure 3.5 (a) à (c).

### Configurations suspendues

Les guides d'onde traditionnels doivent reposer sur un substrat d'indice inférieur afin de permettre la réflexion totale interne. Afin d'utiliser l'air ambiant comme milieu d'indice plus faible, on peut imaginer deux configurations possibles, inspirées des précédentes (figure 3.5 d et e). Les deux configurations sont relativement équivalentes en terme d'avantages et d'inconvénients.

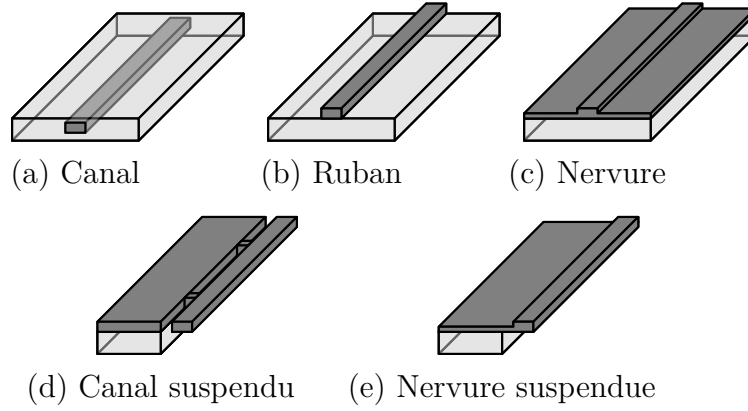


Figure 3.5 Configurations possibles de guides d'onde intégrés. (a-c) Trois configurations traditionnelles : le canal (channel), le ruban (strip) et la nervure (rib). (d-e) Configurations suspendues inspirées des précédentes : canal suspendu relié à des ancrages et demi-nervure suspendue.

La géométrie en nervure suspendue (e), bien qu'elle n'ait ultimement pas été choisie, comporte certains avantages. On peut facilement obtenir un guide d'onde monomode en jouant sur le rapport de hauteur entre la couche entière et celle de la nervure, ce qui augmente l'idéalité du couplage. De plus, la géométrie n'ajoute aucune source de pertes au système, contrairement aux ancrages du canal suspendu.

La géométrie en canal suspendu (d) a été choisie étant donnée sa plus grande simplicité de fabrication. Cette configuration ne nécessite que deux étapes de photolithographie. Une nervure suspendue, d'un autre côté, nécessite l'alignement d'un troisième masque de lithographie pour permettre de distinguer dans la couche d'oxyde la section complètement gravée de la section partiellement gravée. Les dimensions des guides d'onde sont faibles : proches de la limite de résolution et de la précision d'alignement des lithographies successives. L'alignement de ces deux masques est donc trop proche des tolérances de fabrication avec l'équipement disponible. Un autre avantage du canal suspendu est qu'il permet de relâcher le stress de compression dans la couche d'oxyde de silicium entre les ancrages, et d'imposer précisément la position du guide aux endroits voulus (notamment dans la zone de couplage). Cet aspect sera discuté plus en détail à la section 3.5.

### 3.5 Contraintes mécaniques et flambage des guides suspendus

Cette section discute des contraintes mécaniques dans l'oxyde de silicium et de leur impact sur le design des guides suspendus. Le phénomène de flambage des guides d'onde sous l'effet de ces contraintes est d'abord expliqué brièvement. Le reste de cette section consiste en une revue des problèmes possibles et des solutions à apporter au niveau du design.

### 3.5.1 Description du phénomène

L'une des particularités d'utiliser des structures en  $\text{SiO}_2$  sur substrat de silicium est la présence de contraintes résiduelles dans la couche d'oxyde. Lorsque des structures d'oxyde sont libérées, comme des guides d'onde suspendus, les contraintes sont relâchées et le matériau cherche à reprendre ses dimensions d'équilibre. Il en résulte un déplacement des structures appelé flambage.

La figure 3.6 présente une simulation réalisée par éléments finis illustrant ce phénomène. Entre deux ancrages, on remarque que le guide d'onde subit un déplacement de plusieurs microns.

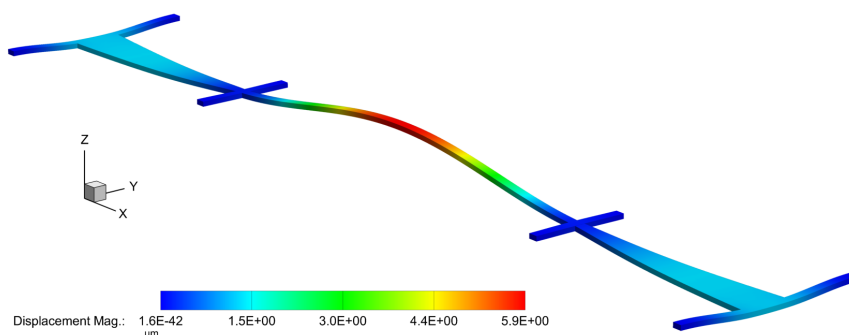


Figure 3.6 Flambage d'un guide d'onde dû aux contraintes mécaniques. Simulation réalisée par éléments finis (logiciel COVENTORWARE 2013). Les contraintes et les dimensions utilisées dans la simulation sont représentatives des guides d'onde fabriqués.

Il existe plusieurs causes à ces contraintes (Ohring, 2001). Les contraintes dites « thermiques » sont dues à la différence de coefficient de dilatation thermique entre les deux matériaux. Le dépôt ou la croissance a lieu à haute température (environ  $1200^\circ\text{C}$ ). Lorsque les matériaux sont refroidis, chacun cherche à prendre sa propre dimension d'équilibre, ce qui cause des contraintes. D'autres contraintes peuvent être liées au mécanisme de croissance de la couche. Lorsque les différents éléments réagissent pour former la couche, ils déplacent les atomes voisins et exercent un stress mécanique sur le réseau cristallin environnant. Les processus de changements de phase, les réarrangements cristallins et les dislocations sont d'autres causes possibles.

Les contraintes sont de l'ordre de  $350\text{ MPa}$  dans la couche d'oxyde. Elles sont présentes aussi bien dans des couches déposées par dépôt chimique en phase vapeur (Chemical Vapor Deposition, CVD) que par oxydation thermique. Aucun des fournisseurs connus de notre groupe de recherche ne dispose de méthode pour déposer un oxyde à faible stress. Le design des dispositifs doit donc prendre en compte ces contraintes mécaniques.

### 3.5.2 Problèmes liés au flambage

Nous examinerons ici les différents problèmes potentiels liés au flambage : les pertes de lumière par courbure, le changement de distance de couplage, et les dommages mécaniques entraînés par un contact avec le substrat.

#### Pertes par courbure

On peut montrer que l'effet de la courbure sur les pertes optiques est totalement négligeable. En effet, le rayon de courbure induit par le flambage est de l'ordre du millimètre. Le contraste d'indice élevé entre le guide d'onde suspendu et l'air fait en sorte que les pertes radiatives dues à une courbure de cette ampleur sont négligeables. On peut pour s'en convaincre rappeler la théorie présentée à la section 2.1. Les pertes dans les modes de galerie, tout à fait équivalents aux modes de courbures des guides d'onde, sont négligeables pour des rayons de courbure supérieurs à  $10\text{ }\mu\text{m}$ .

#### Modification du couplage

Un déplacement même de quelques microns est inacceptable dans la région où a lieu le couplage. La distance critique de couplage est de l'ordre de la longueur d'onde (Gagnon, 2011). Un déplacement de plusieurs microns pourrait causer deux situations. Si le flambage a lieu vers le résonateur, les deux structures entrent en contact. Le couplage est surcritique et de possibles dommages mécaniques sont causés. Si le flambage a lieu en sens inverse, le couplage est largement sous-critique et inobservable.

Il est possible de corriger ce problème en positionnant un ancrage directement au point de couplage (voir figure 3.7). Comme le couplage est fortement localisé, il suffit de contrôler la position uniquement au point où le guide d'onde et le résonateur sont le plus près l'un de l'autre afin d'obtenir un couplage critique.

#### Contact avec le substrat

Un autre problème potentiel lié au flambage est que le guide d'onde peut toucher au substrat s'il flambe vers le bas. Si l'on veut maintenir la sous-gravure à un niveau acceptable (qui ne détruit pas d'autres structures importantes du microsystème), on ne peut pas laisser un espace arbitraire sous le guide d'onde. Des ancrages séparés de  $200\text{ }\mu\text{m}$  permettent d'éviter le contact pour une sous-gravure raisonnable de  $15\text{ }\mu\text{m}$ . On montre à la section 3.6.2 que les pertes occasionnées par des ancrages à cette distance sont suffisamment faibles.

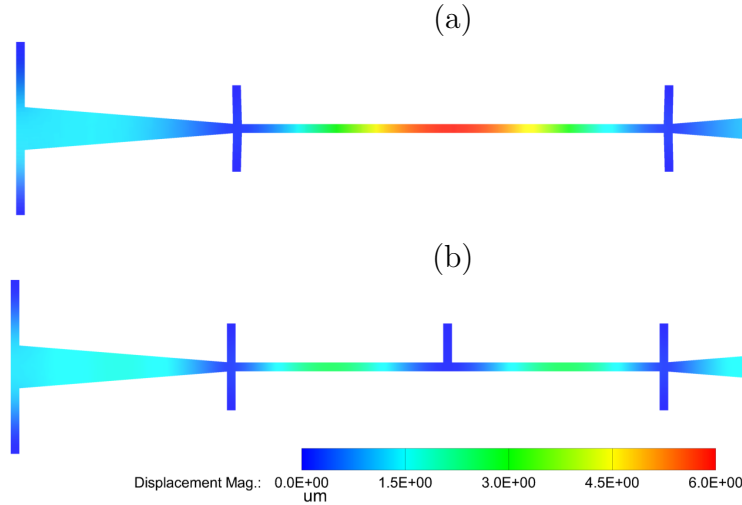


Figure 3.7 Utilisation d'un ancrage supplémentaire pour contrôler la distance de couplage. (a) Sans ancrage au centre, le résonateur flambe et la distance de couplage est hors tolérance. (b) L'ajout d'un ancrage au centre, directement au point de couplage, permet d'éliminer le déplacement.

### Note sur le poids des guides d'onde

On pourrait penser qu'un autre paramètre à prendre en compte au niveau de la taille et du nombre d'ancrage est leur capacité à supporter le poids du guide d'onde. Après tout, leur rôle principal est d'éviter que les guides d'onde s'effondrent sous l'effet de la gravité. Cependant, en raison d'un phénomène appelé effet d'échelle, cet aspect est négligeable. La force de gravité, proportionnelle à la masse, varie comme  $\sim r^3$  ou  $r$  est une dimension caractéristique du dispositif. À l'échelle du micromètre, elle devient donc rapidement négligeable devant les forces surfaciques. Dans le cas des guides d'onde suspendus, c'est l'effet des contraintes dans l'oxyde ( $\sim r^2$ ) qui domine.

### 3.5.3 Sommaire

Les contraintes dans la couche d'oxyde de silicium causent le flambage des guides d'onde. L'effet sur les pertes optiques est négligeable, mais le flambage peut modifier fortement la distance de couplage. Un ancrage est donc positionné à proximité de la zone de couplage. La distance entre les ancres est choisie égale à 200  $\mu\text{m}$  pour éviter le contact avec le substrat.

## 3.6 Optimisation des guides d'onde

Cette section décrit le design des guides d'onde intégrés. On rappelle que le design doit être optimisé pour prendre en compte deux aspects importants. Le premier est d'optimiser le

couplage avec le résonateur. Ceci revient essentiellement à obtenir un couplage aussi critique et idéal que possible (termes définis à la section 2.1.6). Le second, sans doute le plus évident, est que les pertes totales dans le guide d'onde doivent être minimales.

Nous verrons d'abord que le nombre de modes guidés doit être minimisé pour permettre un couplage idéal. Nous aborderons ensuite le sujet des pertes optiques causées par les ancrages et déterminerons que des guides d'onde fortement multimodes subissent le moins de pertes. Enfin, nous verrons comment concilier ces deux résultats contradictoires en amincissant le guide d'onde uniquement au point de couplage.

### 3.6.1 Modes guidés

#### Nombre de modes et idéalité du couplage

Le contrôle du nombre de modes du guide d'onde est important afin d'assurer une idéalité maximale du couplage guide d'onde-résonateur. On rappelle que l'idéalité est définie comme le rapport entre l'énergie couplée du résonateur vers le mode fondamental du guide d'onde, et le total de l'énergie sortante du résonateur (incluant le mode fondamental, les autres modes, et les pertes).

Alors que les pertes dans le résonateur ne dépendent pas du guide d'onde, le couplage vers les modes d'ordres supérieurs peut être limité en optimisant la géométrie du guide d'onde et sa position par rapport au résonateur. Étant données les erreurs d'alignement et de positionnement du guide d'onde, la façon la plus simple d'assurer une jonction idéale demeure de réduire le nombre de modes parasites.

#### Limite d'opération monomode

Tel que mentionné à la section 2.2.2, la coupure de chacun des modes est donnée par :

$$U_{\text{coupure}} = V = m \frac{\pi}{2} \quad (3.1)$$

où  $U$  et  $V$  sont les paramètres normalisés du guide d'onde, et  $m = 0, 1, 2, \dots$  est l'indice du mode. La limite d'opération monomode correspond à la coupure du second mode et est donc trouvée en prenant  $m = 1$ .

En remplaçant la définition  $V = \rho k \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ , dans cette équation, et en exprimant en fonction de la longueur d'onde on obtient :

$$2\rho = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n_c^2 - n_g^2}} \quad (3.2)$$

où  $2\rho$  est la largeur du guide,  $\lambda$  est la longueur d'onde, et  $n_c$  et  $n_g$  sont les indices respectifs du cœur ( $\text{SiO}_2$ ) et de la gaine (air).

L'expression ci-dessus est valide pour un guide d'onde plan (bidimensionnel). L'application à un guide d'onde rectangulaire est approximative, mais le produit du nombre de modes en  $x$  et du nombre de modes en  $y$  donne une bonne idée du nombre de modes total (essentiellement une borne supérieure).

Le tableau 3.1 présente la largeur limite pour une opération monomode d'un guide d'onde plan à quelques longueurs d'onde d'intérêt. Étant donné le contraste d'indice important entre le cœur et la gaine, les dimensions sont faibles.

Tableau 3.1 Largeur limite d'opération monomode d'un guide d'onde plan à quelques longueurs d'onde d'intérêt, calculées pour  $n_c = 1,45$  et  $n_g = 1$

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	0,633	1,2	1,55
Largeur maximale ( $\mu\text{m}$ )	0,301	0,571	0,738

### Considérations liées à la fabrication des dispositifs

Dans l'optique de fabriquer ces dispositifs à l'aide des techniques disponibles pour les circuits intégrés, atteindre les dimensions nécessaires à une opération monomode est facile selon l'axe vertical, et difficile selon l'axe horizontal. En effet, on peut faire croître ou déposer une couche d'oxyde avec une précision sur l'épaisseur de l'ordre du nanomètre. Par contre, définir des structures d'une largeur sous-micrométrique exigerait de recourir à la lithographie par UV profonds, ou par faisceau d'électrons. L'anisotropie de la gravure de la couche d'oxyde est également à considérer, car elle limite le rapport d'aspect des profils de gravure qu'il est possible de définir.

Pour ces raisons, et afin de profiter de la disponibilité des équipements de lithographie standard, le choix est donc fait de sacrifier une part d'idéalité de la jonction et d'avoir un guide d'onde multimode selon l'axe horizontal.

### Choix des paramètres et validation numérique

La largeur des guides d'onde est donc choisie égale à  $1\mu\text{m}$ , la limite de résolution en lithographie standard au laboratoire de microfabrication. Des guides d'onde d'une largeur de  $1,5\mu\text{m}$  et  $2\mu\text{m}$  sont également fabriqués étant donné la difficulté d'atteindre les résolutions optimales.

Une simulation par éléments finis est également effectuée pour trouver les modes des guides d'onde. La figure 3.8 présente les résultats obtenus. Les indices effectifs très faibles



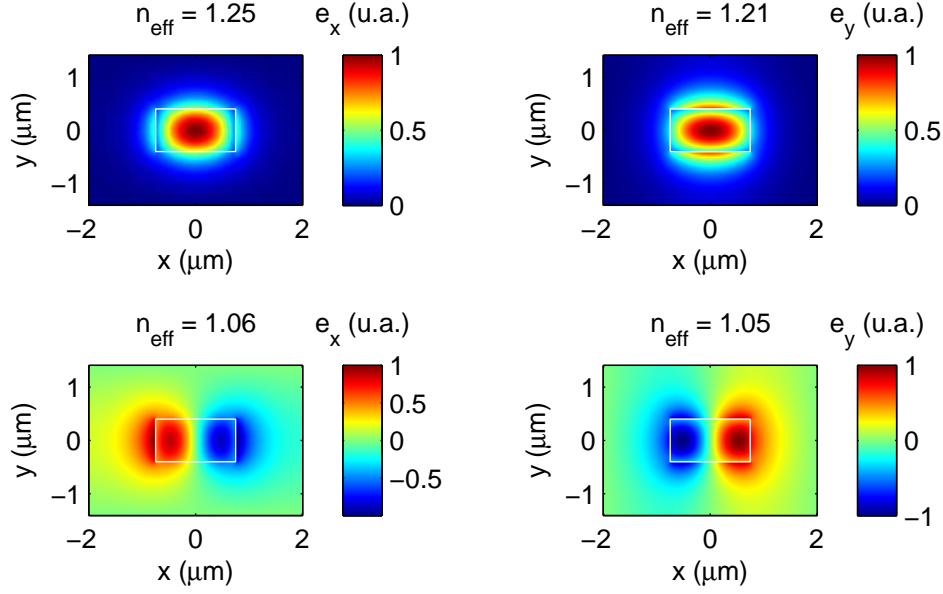


Figure 3.8 Modes calculés par éléments finis (logiciel RSOFT) pour un guide d'onde de  $1,5\ \mu\text{m}$  de largeur et  $0,8\ \mu\text{m}$  de hauteur, à une longueur d'onde de  $1,55\ \mu\text{m}$ . Le champ  $e_x$  ou  $e_y$  est représenté selon la nature quasi-TE ou quasi-TM du mode.

des deux modes d'ordres supérieurs indiquent qu'il s'agit de modes faiblement confinés et proches de leur coupure.

### 3.6.2 Ancrages

Dans une géométrie de guide d'onde en canal suspendu, le guide doit être relié au substrat. La présence d'ancrages implique cependant un compromis à faire entre soutien mécanique et qualité de la transmission optique. Tout en respectant les critères mécaniques établis à la section 3.5, nous allons ici présenter l'optimisation de la taille des ancrages et de la distance entre ceux-ci pour minimiser les pertes.

Bien que le calcul soit simple pour un guide d'onde monomode, le problème se complexifie pour un guide multimode et nécessite l'emploi d'un formalisme matriciel. Le développement de ce modèle est un résultat théorique de cette maîtrise, et sera donc présenté plus en détail au chapitre 4. D'ici là, nous ferons uniquement appel aux résultats importants.

### Résumé du modèle de calcul des pertes

On introduit ici quelques concepts et définitions du modèle de calcul de pertes.

L'amplitude dans chacun des modes du guide d'onde est calculée à l'aide de deux matrices de transfert. La matrice  $\mathbf{S}$  relie l'amplitude de chacun des modes avant et après un ancrage. La

matrice  $\mathbf{T}$  relie l'amplitude des modes avant et après une section sans ancrage. Ces matrices sont carrées et leur nombre de lignes et de colonnes correspond au nombre de modes guidés.

La matrice de transfert totale du système est  $(\mathbf{TS})^n$ , où  $n$  est le nombre d'ancrages.

Le coefficient de pertes dû aux ancrages, exprimé en dB/cm ( $\alpha_{\text{dB}}$ ), peut être calculé approximativement à l'aide de l'équation (3.3) ci-dessous :

$$\alpha_{\text{dB}} \approx \frac{20 \log_{10} |\mu_1|}{\Delta z} \quad (3.3)$$

Dans cette équation,  $\mu_1$  est la plus grande valeur propre de la matrice  $\mathbf{M} = \mathbf{TS}$ , et  $\Delta z$  est la distance entre deux ancrages.

## Principes de base pour le design d'ancrages

Nous allons revisiter certains principes de design intuitifs à la lumière du modèle développé. Ces principes de base sont les suivants :

- plus les ancrages sont petits (selon l'axe de propagation  $z$ ), moins il y a de pertes ;
- plus les ancrages sont espacés, moins il y a de pertes ;
- plus le guide d'onde est large, moins il y a de pertes.

Les deux premiers principes sont suffisamment intuitifs pour ne pas nécessiter d'explication. Le troisième vient du fait que les pertes dans les ancrages proviennent de la diffraction de l'onde qui se retrouve alors sans guidage. La diffraction est inversement proportionnelle à la taille de la fente de diffraction, dont le rôle est ici joué par la largeur du guide. Une autre façon de voir ce principe est de considérer le mode comme un faisceau gaussien. Plus le *waist* du faisceau est large, moins il diverge rapidement.

Ces principes se vérifient tous globalement. Néanmoins, en raison de l'interférence entre les différents modes du guide d'onde, la variation des pertes *n'est pas nécessairement monotone* en fonction de ces trois paramètres. Sans un design approprié, on peut facilement se retrouver sur un maximum local de pertes. Inversement, on peut tirer avantage des minimums locaux pour avoir des pertes faibles sans pousser les dimensions à la limite des tolérances de fabrication.

## Optimisation des ancrages

On utilise maintenant le modèle matriciel pour calculer les pertes. Les deux paramètres les plus sensibles sont la largeur du guide d'onde  $w$  et la distance entre les ancrages  $\Delta z$ . On fait donc varier ces deux paramètres. Le résultat est présenté à la figure 3.9.

On peut diviser ce graphique en trois sections, représentant trois régimes de fonctionnement du guide d'onde. La première section est le régime monomode ( $w < 738 \text{ nm}$ ). Le comportement est alors simple : les pertes décroissent de façon monotone avec la largeur du

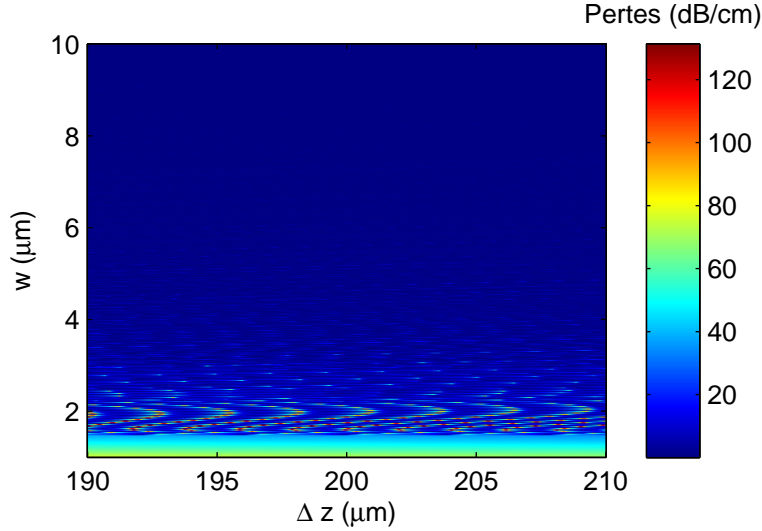


Figure 3.9 Pertes dans les ancrages selon la largeur du guide d'onde et la distance entre les ancrages. Le graphique est réalisé pour une longueur d'onde fixée à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , et pour des ancrages de profondeur  $z_a = 2 \mu\text{m}$ .

guide. Vient ensuite le régime faiblement multimode ( $w$  environ entre  $0,7$  et  $5 \mu\text{m}$ ). Le comportement est alors complexe, avec des extrémums de pertes allant jusqu'à  $120 \text{ dB/cm}$ . Le troisième régime est le régime fortement multimode (environ pour  $w > 5$ ). Dans ce régime, les effets d'interférence tendent à devenir aléatoires, et l'on retrouve un comportement intuitif de décroissance en fonction de  $w$ .

À la lumière de cette simulation, on déduit donc que le régime faiblement multimode est imprévisible, et peut causer des pertes importantes. Il est donc à éviter. Le régime monomode est simple, mais les pertes sont élevées. Le régime largement multimode est donc le plus intéressant. Pour obtenir des pertes faibles, il suffit en somme de fabriquer des guides suffisamment larges. Une largeur de  $10 \mu\text{m}$  est choisie.

### Validation numérique

On simule la propagation sur quelques centimètres à l'aide du modèle complet (sans approximation à une seule valeur propre). On constate à la figure 3.10 que les pertes sont de l'ordre de  $-0,2 \text{ dB/cm}$ , ce qui est largement acceptable pour notre design. Ces pertes étant négligeables par rapport aux autres sources de pertes, il n'est pas nécessaire d'effectuer une optimisation plus poussée de la distance entre ancrages  $z_g$  et de la longueur des ancrages  $z_a$ .

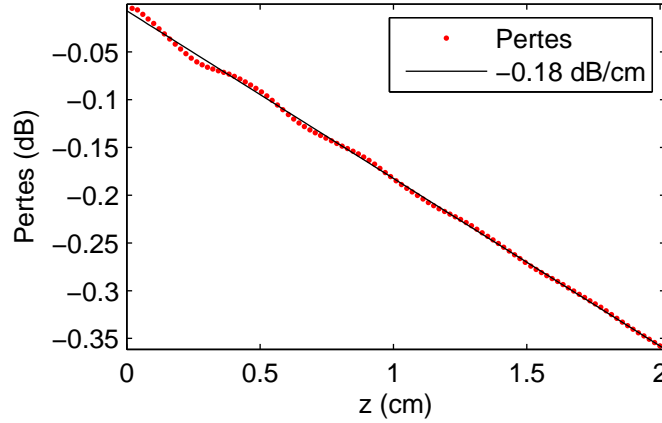


Figure 3.10 Vérification des pertes par ancrages dans un guide d'onde respectant les contraintes de design. Le graphique a été réalisé avec une largeur  $w = 10 \mu\text{m}$ , et une distance entre les ancrages  $z_g = 200 \mu\text{m}$ . La longueur d'onde et la taille des ancrages sont choisies dans le cas le plus pessimiste, soit la plus grande longueur d'onde que l'on compte utiliser  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , et avec des ancrages de  $2 \mu\text{m}$  afin d'être certain de supporter les tolérances de microfabrication.

### 3.6.3 Effilement

Nous venons de démontrer qu'il est avantageux de posséder des guides d'onde larges pour minimiser les pertes dues aux ancrages. Or, nous avons également établi qu'un guide d'onde étroit était nécessaire pour avoir un couplage idéal avec le résonateur. Pour concilier ces deux cibles contradictoires, un effilement du guide d'onde est réalisé dans la section centrale du guide. Le guide est donc large sur la majorité de sa longueur, et étroit à l'endroit voulu (voir figure 3.11).

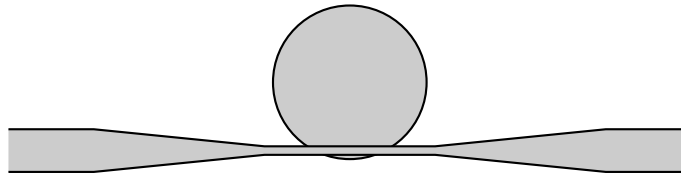


Figure 3.11 Effilement dans la zone de couplage. Le guide d'onde est large sur la majorité de sa longueur afin de minimiser les pertes, mais est rétréci au point central pour améliorer l'idéalité du couplage avec le résonateur.

Bien que les resserrements n'aient pas été conçus pour être adiabatiques, des simulations par méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method, BPM) ont permis de vérifier que la transformation du mode fondamental dans le resserrement ne cause pas de pertes significatives ou de transfert d'énergie vers les modes d'ordres supérieurs lorsque

la longueur des étranglements est de  $200\text{ }\mu\text{m}$ . La figure 3.12 illustre les performances de l'étranglement à une longueur d'onde de  $1,55\text{ }\mu\text{m}$ .

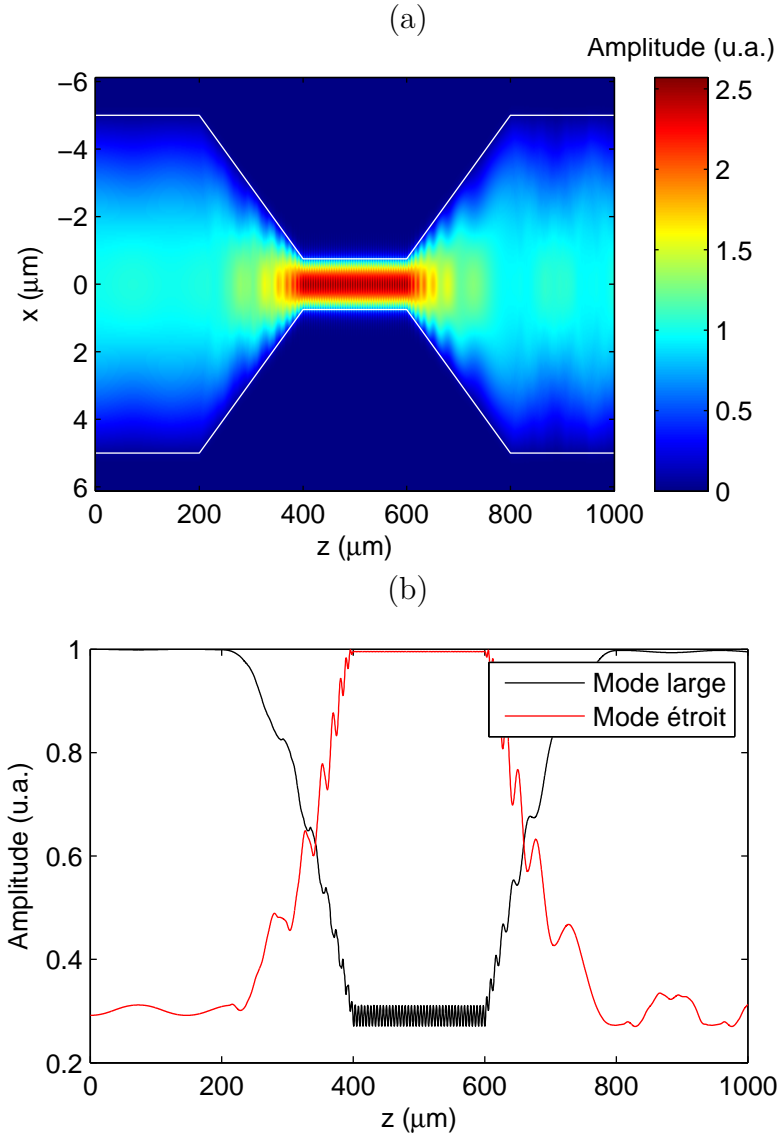


Figure 3.12 Simulation BPM de l'étranglement central. (a) Contraction du mode fondamental sous l'effet du resserrement. (b) Intégrale de recouvrement avec le mode fondamental de la section large ( $10\text{ }\mu\text{m}$ , en noir) et du mode fondamental de la section étroite ( $1,5\text{ }\mu\text{m}$ , en rouge).

### 3.7 Configuration des microrésonateurs

Afin de réaliser une preuve de concept qu'il est possible d'utiliser l'assemblage flip-chip pour effectuer un couplage évanescent entre un guide d'onde et un microrésonateur, nous avons établi que les premiers essais du projet avaient avantage à utiliser des microdisques.

En effet, bien que ceux-ci aient démontré des facteurs de qualité moins élevés ( $Q \sim 10^6$ ) que les microtores ( $Q \sim 10^9$ ), leur fabrication plus simple, le meilleur contrôle sur la taille finale du résonateur et les possibilités de couplage plus variées (vertical ou horizontal) en font des candidats plus propices à la réalisation d'une preuve de principe.

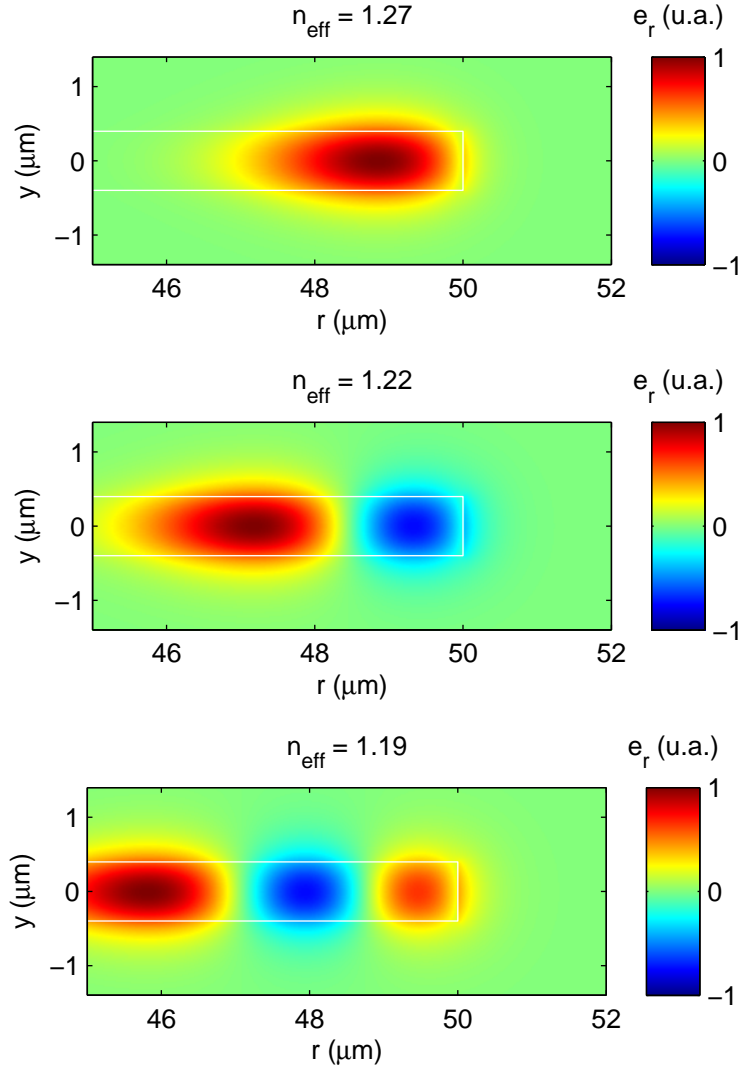


Figure 3.13 Profil transverse des trois premiers modes de galerie d'un microdisque de  $0,8 \mu\text{m}$  d'épaisseur et  $100 \mu\text{m}$  de diamètre, à une longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ , calculés par éléments finis (RSOFT).

La figure 3.13 présente l'allure des trois premiers modes de galerie d'un microdisque de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre. La hauteur de  $800 \text{ nm}$  permet d'assurer un fonctionnement monomode selon l'axe vertical. Le mode fondamental, possédant généralement un meilleur facteur de qualité et une meilleure réponse en biodétection, est donc facilement accessible pour être

excité par un couplage vertical via un guide d'onde intégré.

La dimension la plus critique pour assurer un bon couplage entre le résonateur et le guide d'onde est la distance entre les deux composants. L'appareil de flip-chip (FINEPLACER FEMTO de Finetech GmbH.) est spécifié pour permettre une précision d'alignement de  $0,5\text{ }\mu\text{m}$ , suffisante pour réaliser un couplage relativement près du couplage critique. Afin d'obtenir une précision encore supérieure, on utilise une échelle de Vernier (voir figure 3.14). Chaque puce contient 11 guides d'onde ou résonateurs. Sur les puces « guides d'onde », les guides sont séparés d'une distance d'exactement  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Sur les puces « résonateurs », ceux-ci sont séparés de  $499,8\text{ }\mu\text{m}$ . Ainsi, la précision réelle de positionnement pour un des résonateurs est de  $\delta = 200\text{ nm}$ .

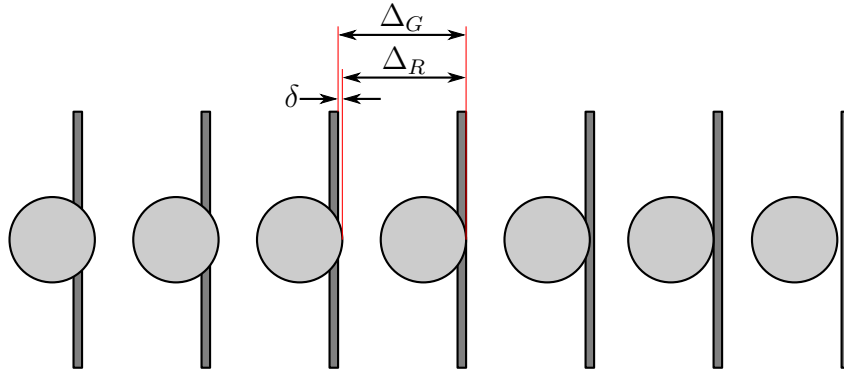


Figure 3.14 Précision d'alignement accrue par échelle de Vernier. Les résonateurs sont séparés d'une distance  $\Delta_R = 499,8\text{ }\mu\text{m}$ , les guides d'onde, d'une distance  $\Delta_G = 500\text{ }\mu\text{m}$ , résultant en une précision globale  $\delta = 200\text{ nm}$ .

## CHAPITRE 4

### RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

Ce chapitre regroupe les résultats théoriques et expérimentaux de ce projet.

Le premier résultat présenté est un modèle théorique permettant de décrire la propagation de la lumière dans des guides d'onde suspendus reliés au substrat par des ancrages. Ce modèle permet de calculer les pertes dans des guides d'onde.

Après ce résultat théorique, toutes les autres sections présenteront les résultats expérimentaux et la caractérisation des dispositifs. Les aspects suivants seront traités :

- la caractérisation du procédé de microfabrication ;
- l'estimation des pertes dans les guides d'onde ;
- les résultats liés à l'assemblage flip-chip et à la soudure par thermocompression ;
- la caractérisation optique de microrésonateurs couplés à des guides intégrés, réalisée dans le cadre d'une collaboration avec un groupe de l'université Berkeley.

#### 4.1 Modèle de propagation dans un guide d'onde suspendu

Cette section présentera le développement d'un modèle théorique permettant de calculer les pertes dues aux ancrages reliant un guide d'onde suspendu avec le substrat.

Ce modèle est utile, car la présence d'ancrages impose un compromis à faire entre les performances optiques et la stabilité mécanique des structures. L'ingénieur souhaitant faire le design de guides suspendus a donc besoin d'une méthode permettant de prédire adéquatement les pertes dans les ancrages.

Nous avons déjà fait appel aux résultats principaux de ce modèle au moment de présenter le design des guides suspendus (section 3.6.2). Ici, nous nous concentrerons à en présenter les fondements.

Cette section sera divisée comme suit. On définira d'abord le problème, la géométrie et les variables utilisées. La propagation lumineuse dans les ancrages sera ensuite modélisée à l'aide du formalisme de diffraction de Fresnel. Ce calcul permettra d'exprimer la matrice de transfert d'un ancrage. Puis, l'enchaînement de plusieurs ancrages sera modélisé. Enfin, le modèle permettra de déduire des règles de design utiles à la conception de guides d'onde.



### 4.1.1 Définition du problème

La figure 4.1 illustre qualitativement le phénomène de propagation dans un guide d'onde suspendu possédant des ancrages. En arrivant à l'ancrage, la lumière cesse d'être guidée et le faisceau tend à s'élargir sous l'effet de la diffraction. Lorsque l'ancrage se termine, une partie de la lumière diffractée se recouple dans les modes du guide d'onde. Le reste se propage librement et est ultimement perdu à l'extérieur du dispositif.

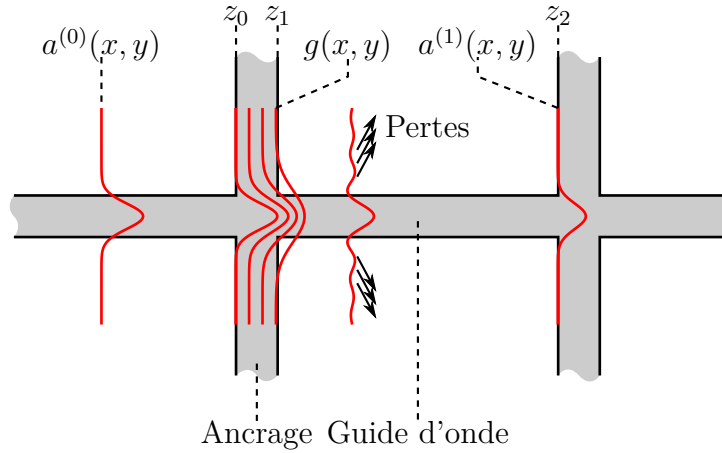


Figure 4.1 Schéma de la propagation dans les ancrages

Cherchons maintenant à décrire mathématiquement ce phénomène. Pour cela, on exprime d'abord l'amplitude complexe de la lumière guidée  $u(x, y)$  comme une somme des modes  $\psi_i$  du guide d'onde.

$$u(x, y) = \sum_{i=1}^N U_i(z) \psi_i(x, y) \quad (4.1)$$

La variation de l'amplitude selon l'axe optique  $z$  est gardée implicite afin d'alléger la notation. On utilisera la lettre majuscule  $U(x, y, z)$  pour inclure explicitement cette variation.

Cette décomposition sur la base des modes guidés peut également s'écrire en notation matricielle comme un vecteur  $\mathbf{u} = (u_1 \ u_2 \ \dots \ u_N)^T$ , où les coefficients  $u_i$  sont définis par l'intégrale de recouvrement de  $u(x, y)$  avec les modes guidés. En utilisant des modes et des fonctions d'amplitude normalisés, ces coefficients s'écrivent comme le produit scalaire  $\langle \psi_i, u \rangle$  entre les fonctions  $u$  et  $\psi_i$  :

$$u_i = \langle \psi_i(x, y), u(x, y) \rangle = \iint_{A_\infty} \psi_i^*(x, y) u(x, y) dx dy \quad (4.2)$$

Comme illustré sur le schéma précédent, on définit  $a(x, y) = U(x, y, z_0)$  et  $g(x, y) = U(x, y, z_1)$ , l'amplitude au début et à la fin de l'ancrage. Il est possible de décomposer la

fonction  $a(x, y)$  sur la base des modes guidés et de définir un vecteur  $\mathbf{a}$  pour la représenter :

$$a(x, y) = \sum_{i=1}^N a_i \psi_i(x, y) \quad (4.3)$$

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & \dots & a_N \end{pmatrix}^T \quad (4.4)$$

Quant à  $g(x, y)$ , il n'est pas possible de la représenter de la même façon comme une décomposition sur la base des modes guidés. En effet, une partie de la lumière est contenue dans des modes radiatifs. Il faudrait donc utiliser une décomposition dans un espace vectoriel incluant également ces modes. Cependant, la portion de  $g(x, y)$  dans le sous-espace vectoriel composé uniquement des modes guidés est ce qui nous intéresse réellement, car tout le reste constituera des pertes optiques. On définit donc la partie guidée de  $g$  par une fonction  $b(x, y) = \sum_i b_i \psi_i(x, y)$  et représentée par un vecteur  $\mathbf{b}$ .

#### 4.1.2 Diffraction dans l'ancrage

La propagation dans l'ancrage peut être étudiée en partant du principe de Huygens-Fresnel, c'est-à-dire en considérant comme une source ponctuelle infinitésimale chaque point du plan  $XY$  situé au début de l'ancrage ( $z = z_0$ ). On remarque alors que le problème est équivalent à un problème de diffraction où la fonction « ouverture » est l'amplitude du champ initial  $a(x, y)$ . Comme la largeur de l'ouverture est du même ordre de grandeur que la distance de propagation dans l'ancrage, il s'agit d'un problème de diffraction en champ proche à traiter dans le cadre de la diffraction de Fresnel (plutôt que de Fraunhofer). Le champ des modes guidés décroît fortement à l'extérieur du guide, assurant la validité de l'approximation de Fresnel. Le formalisme présenté dans cette section est inspiré du livre de Saleh et Teich (2007).

La propagation de la lumière dans l'espace libre (dans l'ancrage) est un système linéaire invariant par translation, que l'on représentera à l'aide de l'opérateur de propagation  $\mathcal{S}$ . Ce système peut être entièrement caractérisé par sa réponse impulsionnelle  $s(x, y)$  ou sa fonction de transfert  $\hat{s}(\nu_x, \nu_y)$ . Dans l'approximation de Fresnel, ces fonctions s'écrivent :

$$s(x, y) = \frac{i}{\lambda n z} e^{-ik \frac{x^2 + y^2}{2nz}} \quad (4.5)$$

$$\hat{s}(\nu_x, \nu_y) = e^{-iknz} e^{i\pi \lambda n z (\nu_x^2 + \nu_y^2)} \quad (4.6)$$

où  $z$  est la distance de propagation dans l'espace libre,  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $n$  est l'indice de réfraction et  $k = 2\pi/\lambda$  est le module du vecteur d'onde. On a défini les fréquences spatiales

$\nu_x = k_x/2\pi$ ,  $\nu_y = k_y/2\pi$  et la transformée de Fourier comme :

$$\hat{f}(\nu_x, \nu_y) = \iint_{A_\infty} f(x, y) e^{i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \quad (4.7)$$

L'amplitude à la sortie de l'ancrage peut alors être calculée dans le domaine direct ou dans le domaine de Fourier :

$$\hat{g}(\nu_x, \nu_y) = \hat{s}(\nu_x, \nu_y) \hat{a}(\nu_x, \nu_y) \quad (4.8)$$

$$g(x, y) = \iint_{A_\infty} s(x - x', y - y') a(x', y') dx' dy' \quad (4.9)$$

La figure 4.2 présente un exemple de calcul de propagation en deux dimensions. L'état initial est le mode fondamental d'un guide plan de largeur  $w = 2\lambda$ , avec une gaine d'indice  $n_g = 1$  et un cœur d'indice  $n_c = 1,5$ . Une simulation réalisée par la méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method, BPM) (b) permet de constater que l'approximation de Fresnel est valide pour cette géométrie représentative des guides d'onde fabriqués. La fraction de puissance dans le mode fondamental ( $|b_0|^2$ ) est calculée via une intégrale de recouvrement, donnant encore une fois des résultats presque identiques entre les deux méthodes de calcul.

### 4.1.3 Matrice de transfert des modes guidés

Disposant d'un moyen de calculer l'onde diffractée  $g(x, y) = \mathcal{S}a(x, y)$ , on peut maintenant calculer  $b(x, y)$ , la décomposition sur la base des modes guidées. Chaque composante  $b_j$  est par définition  $b_j = \langle \psi_j(x, y), g(x, y) \rangle$ . En exprimant  $g(x, y)$  comme  $\mathcal{S}a(x, y)$ , puis en développant  $a(x, y)$  sur la base des modes guidés et en utilisant la propriété de linéarité de l'opérateur de propagation, on obtient :

$$b_j = \sum_i \langle \psi_j, \mathcal{S}\psi_i \rangle a_i \quad (4.10)$$

En notation matricielle, cela équivaut à écrire :

$$\mathbf{b} = \mathbf{S}\mathbf{a} \quad (4.11)$$

où l'on a défini la matrice de propagation des modes propres  $\mathbf{S}$ , dont chaque élément est :

$$S_{ij} = \langle \psi_j, \mathcal{S}\psi_i \rangle \quad (4.12)$$

$$= \iint_{A_\infty} \psi_j^*(x, y) \left[ \iint_{A_\infty} \frac{i}{\lambda n(z_1 - z_0)} e^{-ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2n(z_1 - z_0)}} \psi_i(x', y') dx' dy' \right] dx dy \quad (4.13)$$

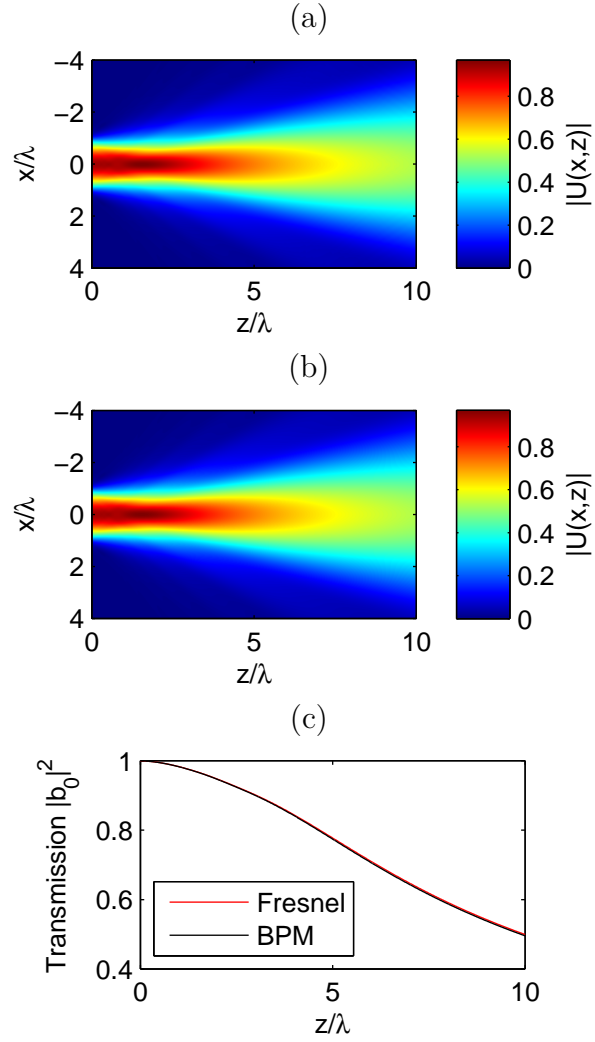


Figure 4.2 Propagation dans un ancrage. (a) Calculée par la formule de diffraction de Fresnel dans le domaine de Fourier. (b) Validation du calcul par méthode de propagation de faisceau (logiciel RSOFT). (c) Intégrale de recouvrement avec le mode fondamental.

Chaque coefficient  $S_{ij}$  représente l'amplitude transférée du mode  $i$  avant l'ancrage vers le mode  $j$  après l'ancrage. La matrice  $\mathbf{S}$  définit donc entièrement, pour n'importe quelle distribution modale initiale, la part de l'onde retournant dans les modes du guide à la fin de l'ancrage.

#### 4.1.4 Enchaînement de plusieurs ancrages

Le formalisme matriciel développé à la section précédente est particulièrement intéressant lorsque vient le temps de calculer l'effet d'un enchaînement de plusieurs ancrages, car la propagation résultante peut être calculée simplement en enchaînant des produits matriciels.

##### Propagation entre deux ancrages

Après un premier ancrage, la distribution modale  $b(x, y)$  se propage dans le guide d'onde. On représente  $b(x, y)$  par le vecteur  $\mathbf{b}$  dans la base des modes du guide. La matrice de propagation dans ce segment est par définition une matrice diagonale. Le module des coefficients  $b_i$  ne change pas, par contre, les modes ont une différente constante de propagation et sont donc déphasés. La propagation des modes guidés obéit à l'équation suivante :

$$\Psi_i(x, y, z) = \psi_i(x, y) e^{i\beta_i z} \quad (4.14)$$

où  $\Psi_i$  représente le champ d'un mode en incluant sa variation en  $z$  et où  $\beta_i$  est la constante de propagation du mode  $i$ . La matrice de propagation dans le guide entre les points  $z_1$  et  $z_2$ , notée  $\mathbf{T}$ , est donc la matrice diagonale dont les coefficients sont :

$$T_{ii} = e^{i\beta_i(z_2 - z_1)} \quad (4.15)$$

Les pertes ou le gain dans le guide d'onde peuvent facilement être ajoutées au modèle en ajoutant une partie imaginaire à  $\beta_i$ , ou en ajoutant *ad hoc* une constante réelle devant l'exponentielle.

##### Enchaînements

On définit la fonction  $c(x, y) = U(x, y, z_2) = \sum_i c_i \psi_i(x, y)$  et le vecteur  $\mathbf{c}$  représentant la distribution modale au point  $z_2$ . On peut relier directement  $\mathbf{c}$  et  $\mathbf{a}$  par les produits matriciels :

$$\mathbf{c} = \mathbf{Tb} = \mathbf{TSa} \quad (4.16)$$

Si l'on enchaîne ensuite un autre ancrage, on multiplie le vecteur  $\mathbf{c}$  par une autre matrice

de diffraction  $\mathbf{S}$ , et ainsi de suite jusqu'à la fin du guide d'onde. Le champ  $a^{(n)}(x, y)$  après  $n$  sections composées d'un ancrage et d'un guide d'onde est donc donné par le vecteur :

$$\mathbf{a}^{(n)} = (\mathbf{M})^n \mathbf{a}^{(0)} \quad (4.17)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{T}\mathbf{S} \quad (4.18)$$

### Exemple de calcul des pertes

Les graphiques de la figure 4.3 présentent des exemples de calcul de l'amplitude transmise dans chacun des modes en fonction du nombre d'ancrages traversés. Des guides monomodes (a) et multimodes (b-c) ont été simulés. Le mode fondamental (en rouge) contient toute l'énergie à l'entrée du guide d'onde.

On constate que les ancres ont pour effet de causer certaines pertes, mais également de distribuer l'énergie dans les autres modes. Les modes s'échangent l'énergie entre eux à chaque ancrage, et la puissance dans les modes oscille tout en subissant une décroissance due aux pertes. L'oscillation tend ensuite à se stabiliser et à suivre une décroissance exponentielle. La raison pour ce phénomène sera discutée en détail plus loin dans cette section.

On note également dans cet exemple que les modes à symétrie impaire ne reçoivent aucune énergie puisque seul le mode fondamental (pair) a été excité au départ. En effet, comme les ancres sont symétriques par rapport à l'axe optique, l'opérateur de diffraction  $\mathcal{S}$  conserve la symétrie paire/impair de l'état initial.

### Limites et extension du modèle

Il est important de noter que la méthode matricielle repose sur l'hypothèse que la section guidée entre les ancres est suffisamment longue pour que la partie du champ diffracté  $g(x, y)$  n'ayant pas été couplé dans les modes guidés soit complètement perdue avant le prochain ancrage. Dans le cas contraire, le champ de  $g(x, y)$  ayant passé à côté du guide fait en sorte que  $c(x, y)$  ne représente pas bien le champ à l'entrée du deuxième ancrage.

On note également que le formalisme matriciel développé dans cette section peut être adapté à des géométries d'ancres plus complexes qu'un espace infini d'indice de réfraction  $n$ . Il suffit de remplacer le calcul analytique de diffraction de Fresnel par une méthode appropriée de simulation numérique (propagation de faisceau, éléments finis, différences finies, etc.). En limitant le domaine de simulation à un seul ancrage, l'utilisation des matrices de transfert permet de réduire considérablement le temps de calcul par rapport à des simulations sur le guide d'onde complet.

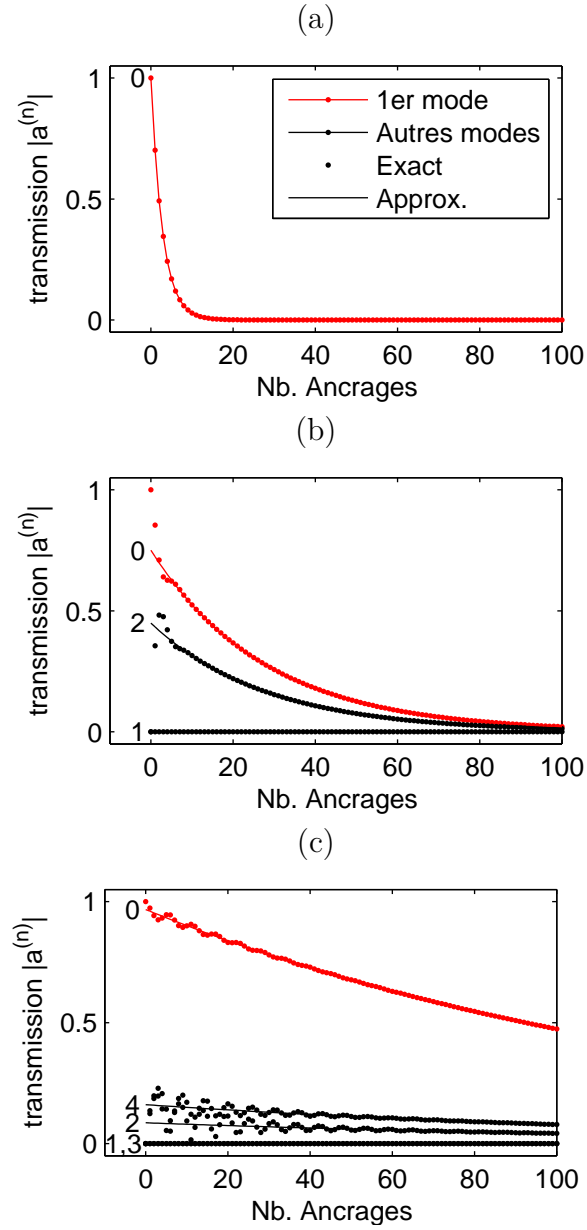


Figure 4.3 Validité de l'approximation à une valeur propre pour (a) un guide de largeur  $w = 0,45\lambda$ , (b)  $w = \lambda$  et (c)  $w = 2\lambda$ . L'état initial est le mode fondamental (représenté en rouge). Le numéro du mode est indiqué au point de départ de chaque courbe. L'exemple a été calculé pour des ancrages de longueur  $z_a = 2\lambda$  et séparés de  $z_g = 200\lambda$

#### 4.1.5 Approximation des pertes

Le calcul des valeurs propres et des vecteurs propres de la matrice  $\mathbf{M}$  permet de faciliter le calcul du produit de  $n$  matrices. De plus, il fournit des informations importantes sur le système permettant de tirer une approximation simple au modèle matriciel.

#### Définitions

La matrice de transfert peut être écrite sous la forme :

$$\mathbf{M} = \mathbf{P}\mathbf{D}\mathbf{P}^{-1}$$

où  $\mathbf{D}$  est la matrice diagonale composée des valeurs propres  $(\mu_i)$  de  $\mathbf{M}$  triées en ordre décroissant de module complexe, et  $\mathbf{P}$  est la matrice de passage dont les colonnes sont les vecteurs propres  $(\mathbf{e}_i)$  de  $\mathbf{M}$ . La matrice de passage permet d'exprimer n'importe quel vecteur  $\mathbf{a}^{(n)}$  comme un vecteur  $\mathbf{q}^{(n)} = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{a}^{(n)}$  représentant la distribution modale dans la base des vecteurs propres.

La diagonalisation de la matrice  $\mathbf{M}$  permet d'écrire le produit des  $n$  matrices de transfert comme une simple puissance des valeurs propres :

$$\mathbf{a}^{(n)} = \mathbf{P}\mathbf{D}^n\mathbf{P}^{-1}\mathbf{a}^{(0)} \quad (4.19)$$

$$= \mathbf{P} \begin{pmatrix} \mu_1^n & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mu_2^n & & \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & & & \mu_N^n \end{pmatrix} \mathbf{P}^{-1}\mathbf{a}^{(0)} \quad (4.20)$$

#### Expression approximative pour les pertes

Une propriété intéressante du produit d'un grand nombre de matrices est que la plus grande valeur propre va rapidement dominer les autres termes. En d'autres termes, lorsque  $n$  est grand,  $|\mu_1|^n \gg |\mu_2|^n \gg \dots \gg |\mu_N|^n$  (pour des valeurs propres triées en ordre décroissant de module). En négligeant tous les termes d'indice supérieur à 2, l'équation (4.19) devient :

$$\mathbf{a}^{(n)} \approx \mu_1^n q_1^{(0)} \mathbf{e}_1 \quad (4.21)$$

On peut donner un sens simple à chacun des trois paramètres de cette équation. Le module carré de la valeur propre  $(|\mu_1|^2)$  représente la fraction d'énergie perdue à chaque ancrage. Le vecteur propre  $\mathbf{e}_1$  représente la répartition entre les différents modes du guide à la sortie du système. La projection  $q_1^{(0)}$  représente le couplage entre l'état initial et le



supermode (vecteur propre) du système, ou encore la proportion d'énergie perdue dès les quelques premiers ancrages.

Le taux de décroissance géométrique ( $\mu_1^n$ ), exprimé jusqu'ici en terme d'amplitude des modes, peut également être converti en décibels :

$$\tilde{\alpha}_{\text{dB}} \approx 20 \log_{10} |\mu_1| \quad (4.22)$$

$$\alpha_{\text{dB}} \approx \frac{20 \log_{10} |\mu_1|}{\Delta z} \quad (4.23)$$

où  $\tilde{\alpha}_{\text{dB}}$  est le taux de pertes exprimé en dB/ancrage,  $\alpha_{\text{dB}}$  est le taux de pertes exprimé en dB/cm, et  $\Delta z$  est la distance entre deux ancrages consécutifs, exprimée en cm. Le coefficient 20 devant les expressions provient du fait que l'échelle des dB est utilisée pour représenter la puissance, alors que jusqu'ici on avait travaillé en terme d'amplitude.

En revenant à la figure 4.3 présentée précédemment, on constate que la transmission réelle du dispositif épouse rapidement la courbe approximative (trait plein) définie par l'équation (4.21). Dans un cas typique représentatif des guides d'onde fabriqués au cours de cette maîtrise, la décroissance tend donc rapidement à suivre une décroissance géométrique. On note également que l'approximation à une seule valeur propre devient exacte dans le cas d'un guide monomode puisque la matrice de transfert se réduit à un scalaire.

## Limites de l'approximation

Il existe certaines situations où ce modèle simplifié ne décrit pas adéquatement la réalité. Le premier cas est lorsque des valeurs propres sont dégénérées, ou près de la dégénérescence. Le vecteur propre ayant le meilleur recouvrement avec l'état initial domine alors la décroissance. Le second cas problématique est lorsque le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre est orthogonal (ou quasi orthogonal) à l'état initial. Encore une fois, il faut alors considérer le recouvrement avec le mode fondamental.

### 4.1.6 Application au design de guides d'onde

Le résultat approximatif décrit à la section précédente (équation 4.21) fournit intuitivement une série de règles de design simples permettant de concevoir un guide d'onde aux pertes minimales :

1. Maximiser le module d'une des valeurs propres de  $\mathbf{M}$ . C'est le terme le plus important lorsque  $n$  est grand.
2. Faire en sorte que le premier vecteur propre et l'état initial aient un recouvrement important (c'est-à-dire maximiser  $q_1^{(0)}$ ).

Pour suivre ces règles, on dispose essentiellement de 5 paramètres permettant de contrôler la transmission du guide d'onde :

1. la longueur d'onde ( $\lambda$ ) ;
2. l'indice de réfraction du cœur et de la gaine ( $n_c$  et  $n_g$ ) ;
3. la largeur du guide d'onde ( $w$ ) ;
4. la taille des ancrages ( $z_a$ ) ;
5. la distance entre les ancrages ( $z_g$ ).

Les paragraphes suivants s'attarderont à étudier comment varient les valeurs propres selon ces paramètres.

### Remarques sur les paramètres

Tout d'abord, notons qu'un changement de longueur d'onde est équivalent à une mise à l'échelle de la géométrie. Cette propriété fondamentale des lois de l'électromagnétisme fait en sorte qu'on peut représenter toutes les dimensions géométriques en unités de longueur d'onde et conserver la généralité des résultats obtenus.

Quant aux indices de réfraction, ils sont généralement imposés par le choix des matériaux constituant le cœur et la gaine du guide d'onde. Ces paramètres seront donc fixés dans les graphiques suivants à  $n_c = 1,45$  et  $n_g = 1$ , afin de représenter un guide d'onde de silice entouré d'air.

### Exemple de calcul

La figure 4.4 nous donne un aperçu du comportement des valeurs propres de la matrice de transfert  $\mathbf{M}$  autour de dimensions typiques pour un guide d'onde suspendu. On rappelle la signification physique des valeurs propres : leur module carré représente approximativement la fraction d'énergie transmise par ancrage. Ces graphiques sont donc essentiellement une représentation du coefficient de transmission d'une section de guide d'onde en fonction des paramètres  $w$ ,  $z_a$  et  $z_g$ .

Étant donné le nombre de variables, seuls trois cas ont été représentés pour la largeur du guide :  $w = 0,45\lambda$  pour un guide monomode,  $w = \lambda$  pour un guide à 3 modes, et  $w = 2\lambda$  pour un guide à 5 modes. Les autres paramètres ( $z_a$  et  $z_g$ ) sont utilisés comme variables indépendantes pour les graphiques.

Il est également intéressant de représenter la valeur propre dominante dans un plan 2D en fonction de  $z_g$  et  $z_a$  (voir figure 4.5). Dans l'optique d'appliquer ce modèle au design de guides d'onde intégrés, ce graphique fournit une information intéressante pour déterminer

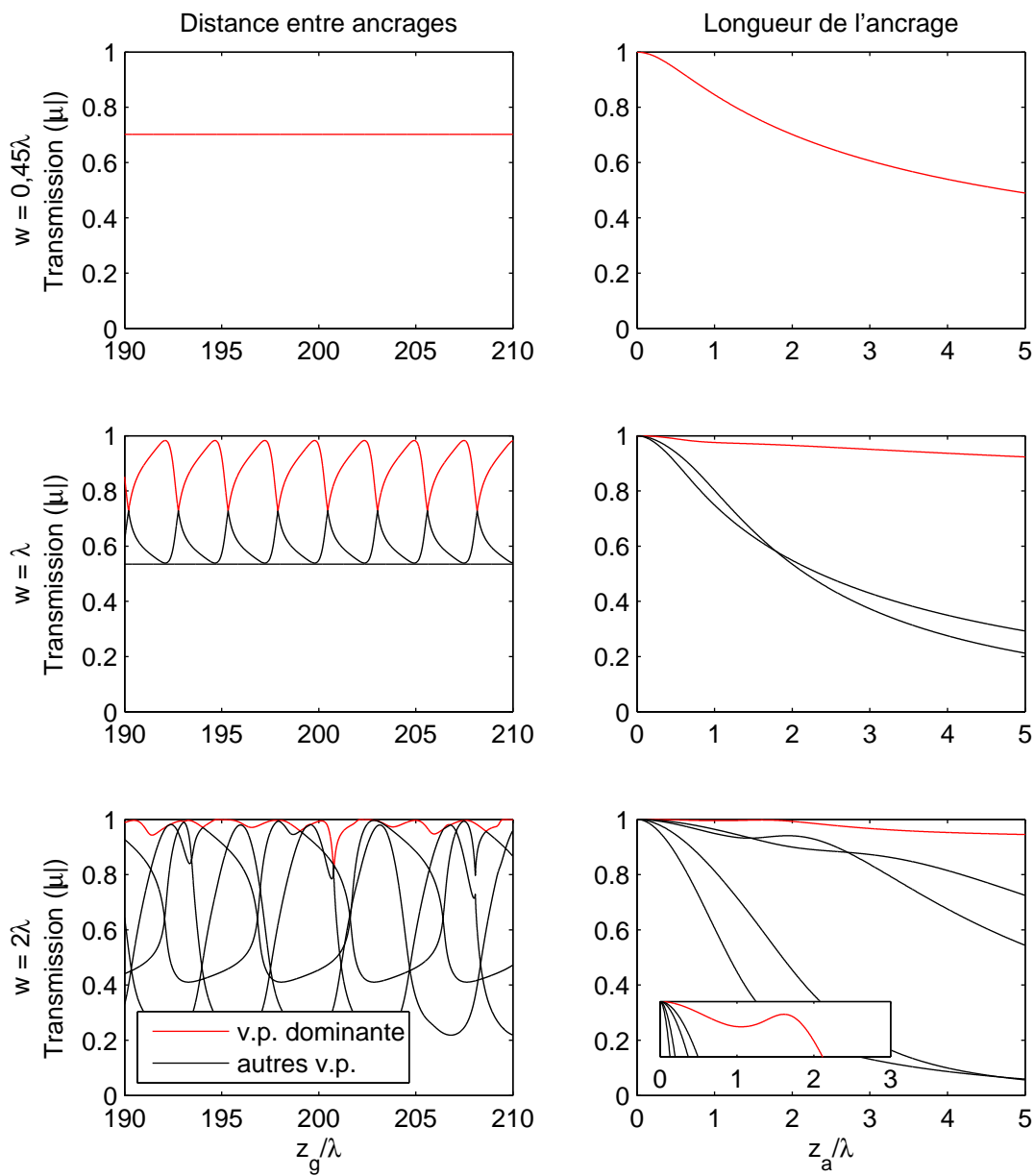


Figure 4.4 Variation des valeurs propres selon les 3 paramètres libres du design. Les figures de gauche présentent l'influence de la distance entre ancrages  $z_g$ , et celles de droite, la taille des ancrages  $z_a$ . Les rangées présentent des valeurs de  $w$  choisies pour obtenir un guide monomode (haut), à 3 modes (milieu) et à 5 modes (bas). La trace rouge représente la valeur propre dominante pour un grand nombre d'ancrages.

les tolérances de fabrication, c'est-à-dire à quel point la transmission varie si l'on modifie les dimensions du système.

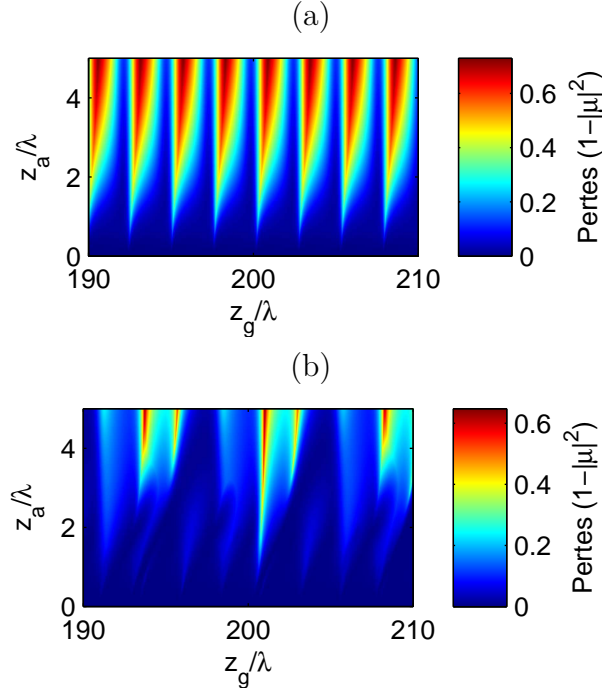


Figure 4.5 Représentation bidimensionnelle de la valeur propre dominante selon la longueur de l'ancrage et la distance entre ancrages, pour un guide à 3 modes (a) et à 5 modes (b). Le cas monomode a été omis puisqu'il n'y a aucune variation selon  $z_g$ .

On constate aux figures 4.4 et 4.5 que la variation selon la taille des ancrages ( $z_a$ ) est relativement monotone. Habituellement, plus l'ancrage est petit, moins il y a de pertes. Cependant, ce n'est pas toujours le cas. Par exemple, on peut voir dans l'encadré pour  $w = 2\lambda$  qu'il existe un maximum relatif. Cet effet, également observable lors de simulations par méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method, BPM), ne semble pas être dû à une erreur numérique, mais plutôt un résultat contre-intuitif de la diffraction en champ proche. Cette propriété permet le design d'ancrages ayant simultanément de faibles pertes, des propriétés mécaniques adéquates, et des dimensions atteignables par les méthodes standard de microusinage.

Quant à l'influence de la distance entre ancrages, on constate qu'elle se complexifie rapidement lorsque le nombre de modes augmente. Elle n'a évidemment aucune influence sur un guide monomode, mais donne lieu à un patron d'interférence à ondes multiples pour les guides multimodes.

On remarque que la différence peut parfois être importante entre les maximums et les minimums. Sachant que les pertes sont ensuite multipliées  $n$  fois par elles-mêmes lorsqu'on

enchaîne  $n$  ancrages (approximation 4.21), on réalise que ce paramètre est critique pour minimiser les pertes.

#### 4.1.7 Résumé du modèle

En bref, cette section a présenté un modèle permettant de prédire les pertes par diffraction dans les ancrages de guides d'onde suspendus. L'application du modèle se résume à la procédure suivante :

1. calculer les modes  $\psi_i$  du guide d'onde sans ancrages ;
2. pour chacun des modes, utiliser le formalisme de diffraction de Fresnel ou une méthode numérique pour calculer la distribution de champ  $\mathcal{S}\psi_i$  à la sortie de l'ancrage ;
3. pour chaque distribution de champ obtenue, calculer l'intégrale de recouvrement avec les modes guidés ;
4. construire la matrice de diffraction  $\mathbf{S}$  dont les éléments sont  $S_{ij} = \langle \psi_j, \mathcal{S}\psi_i \rangle$  ;
5. construire la matrice de propagation  $\mathbf{T}$  donnant le déphasage entre les modes entre deux ancrages ;
6. calculer la matrice de transfert d'une section complète du guide  $\mathbf{M} = \mathbf{TS}$  ;
7. la propagation de n'importe quelle distribution modale initiale  $\mathbf{a}^{(0)}$  peut alors être calculée par une succession de produits matriciels  $\mathbf{a}^{(n)} = (\mathbf{M})^n \mathbf{a}^{(0)}$ .

L'étude des valeurs propres de  $\mathbf{M}$  apporte également des informations importantes permettant de faire le design des guides d'onde. Dans la plupart des cas, minimiser les pertes revient à maximiser le module de la plus grande valeur propre  $\mu_1$ .

## 4.2 Caractérisation de la microfabrication

Cette section présente la caractérisation des aspects liés à la fabrication des dispositifs. L'effet des contraintes dans l'oxyde de silicium sera discuté, un problème de rupture des guides suspendus plus larges sera exposé, et une optimisation de la coupe des puces sera présentée.

### 4.2.1 Contraintes dans l'oxyde de silicium

Tel que discuté à la section 3.5, l'oxydation thermique du silicium crée une couche de  $\text{SiO}_2$  sous contrainte en raison de la différence de coefficient de dilatation thermique. L'effet principal de ces contraintes, le flambage des guides suspendus, est illustré à la figure 4.6 (a). On constate que l'amplitude d'oscillation des guides, de l'ordre de  $10\text{ }\mu\text{m}$ , correspond à ce qui avait été prévu lors du design des ancrages, et confirme la présence d'un stress compressif de l'ordre de  $300\text{ MPa}$ .

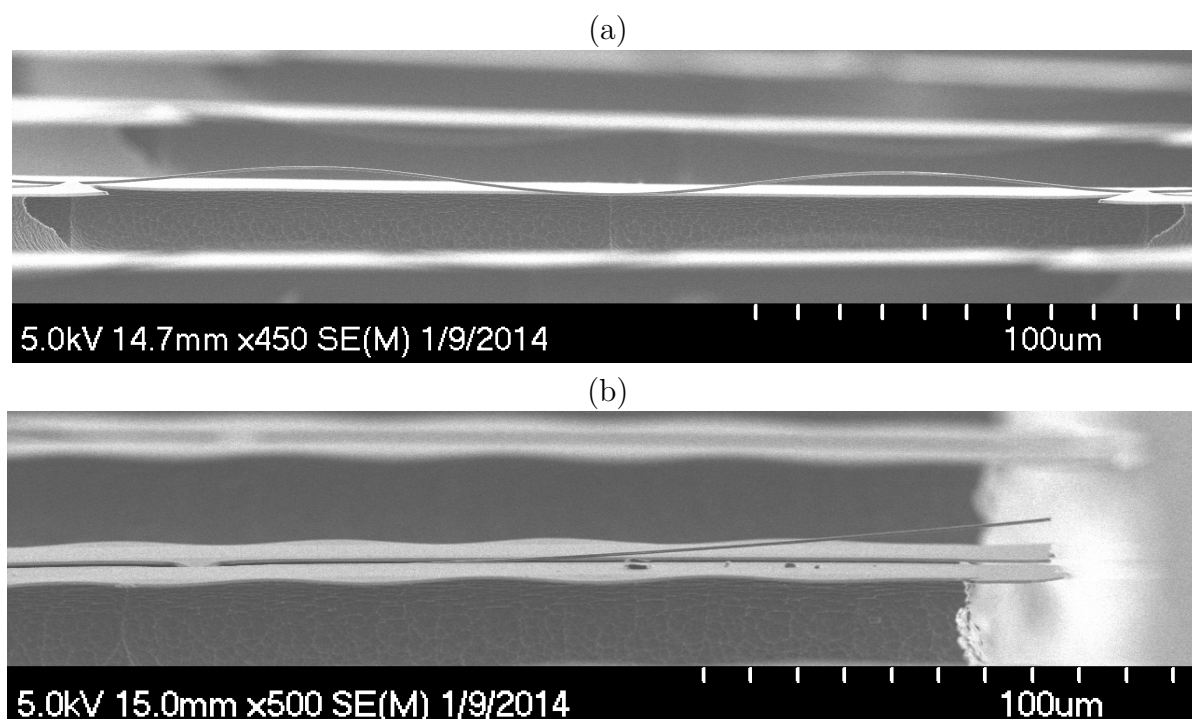


Figure 4.6 Flambage des guides d'onde sous l'effet du stress compressif. (a) L'amplitude du flambage (environ  $10\text{ }\mu\text{m}$ ) correspond aux prévisions théoriques pour des contraintes de  $300\text{ MPa}$ . (b) La présence d'un gradient de contraintes cause du flambage également aux extrémités libres des guides d'onde.

L'observation des structures fabriquées indique également la présence d'un *gradient* de contraintes. En effet, les extrémités libres des guides d'onde, dans lesquelles tout le stress est

relâché, ne sont pas parfaitement droites, comme on pourrait s’y attendre. Elles sont plutôt retroussées vers le haut, comme on peut l’observer à la figure 4.6 (b). Ceci est dû au fait que les contraintes sont plus fortes à l’interface entre le silicium et l’oxyde, c’est-à-dire au bas du guide d’onde. Le stress supplémentaire cause alors une expansion plus grande en bas qu’en haut de la couche, dont le résultat est une courbure des extrémités libres.

Ce phénomène n’est pas un problème en soi. Néanmoins, il est important dans ce cas d’illuminer le guide d’onde avec un angle d’environ  $15^\circ$  afin de coupler la lumière dans le guide d’onde dont l’extrémité est inclinée.

#### 4.2.2 Rupture des guides suspendus

On soupçonne le stress dans la couche d’oxyde d’être responsable d’un phénomène plus problématique : le bris des guides d’onde larges. La figure 4.7 illustre la situation. On peut y voir un guide d’onde typique sectionné à proximité d’un ancrage.

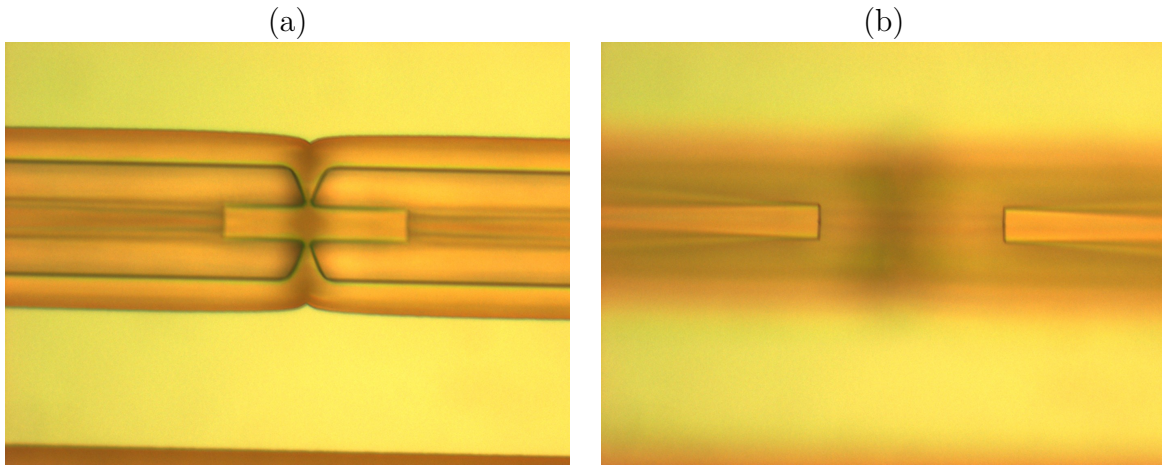


Figure 4.7 Bris des guides d’onde observé au microscope optique. (a) Mise au point sur la position normale des guides d’onde. (b) Mise au point sur la position réelle des guides d’onde.

Indépendamment du temps de gravure et de la longueur des sections entre ancrages, environ 30 % des *sections* sont brisées. Avec 37 sections par guide d’onde, un calcul probabiliste rapide nous indique que dans cette situation, la proportion attendue de guides fonctionnels est de l’ordre de  $10^{-6}$ , un rendement beaucoup trop faible.

Pour une raison encore mal comprise au moment d’écrire ces lignes, ce phénomène ne se manifeste que sur les guides d’onde larges ( $10\text{ }\mu\text{m}$ ). Les guides d’onde plus étroits ( $1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $1,5\text{ }\mu\text{m}$  et  $2\text{ }\mu\text{m}$ ) sont sans cassure du début à la fin dans une proportion d’environ 80 à 90 %. On émet l’hypothèse que le bris a lieu à la toute fin de la libération, lorsque la sous-gravure se rejoint des deux côtés. Le guide étroit possède une hauteur semblable à sa largeur, et répartit

les contraintes latérales sur toute la hauteur du guide. Le guide large, quant à lui, possède un faible facteur de forme, et concentre les contraintes de toute sa largeur au dernier point d'attache.

Le bris des guides larges pose un problème important au niveau de l'optimisation des pertes dans les guides d'onde. En effet, des guides d'onde plus larges ont l'avantage de rendre négligeables les pertes dues aux ancrages, de même que les pertes par diffusion.

### 4.2.3 Optimisation de la découpe des puces

Afin de minimiser les pertes par insertion dans les guides d'onde suspendus, les faces des guides d'onde doivent être aussi lisses et planes que possible. Le Laboratoire de Microphotonique a démontré par le passé qu'il était possible d'utiliser une scie de découpe (ADT 7100 proventus) avec une lame de taille de grain très fin pour obtenir un fini de surface de qualité optique dans du silicium.

Afin d'adapter le procédé à la coupe d'oxyde de silicium, plus fragile, plus cassant et sous stress compressif, des coupes sont effectuées en variant la vitesse de rotation de la lame, la taille du grain, la vitesse et la profondeur de la coupe. Les échantillons sont ensuite comparés visuellement à l'aide d'un microscope optique. Les meilleures coupes sont également observées par microscopie électronique.

Les paramètres de coupe optimaux atteints pour l'oxyde de silicium sont résumés au tableau 4.1 ci-dessous.

Tableau 4.1 Paramètres optimaux pour la coupe d'oxyde de silicium

Paramètre	Valeur	Commentaire
Taille du grain	3 $\mu\text{m}$	(Lame 00777-8003-006-QKP, plus fine disponible)
Profondeur	0,2 mm	(non critique)
Rotation	45 000 RPM	
Vitesse	0,2 mm/s	(ou plus lent)

La figure 4.8 présente la différence entre une coupe réalisée avec les paramètres standard pour le silicium (a) et la coupe optimisée pour l'oxyde de silicium (b).

Bien que l'on constate une nette amélioration de la qualité de la coupe, une observation plus poussée en microscopie électronique (c) révèle que même dans les paramètres optimaux, l'oxyde est cassé et non coupé. Une rugosité de l'ordre de quelques centaines de nanomètres demeure présente, et la cassure n'est pas à angle droit.



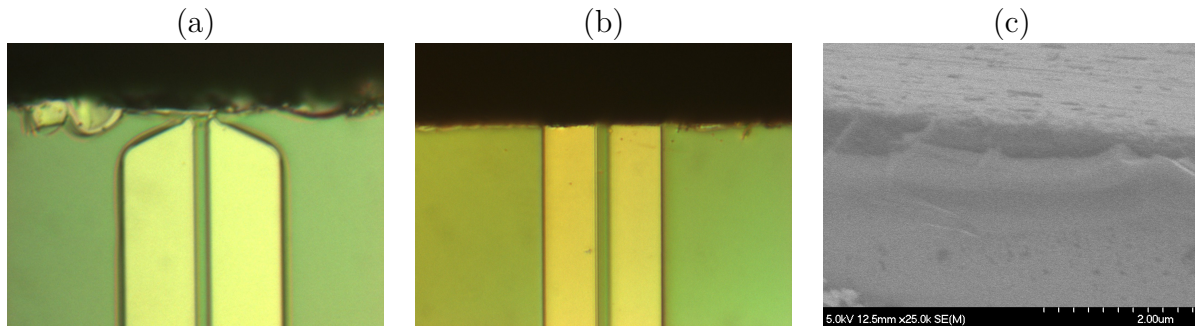


Figure 4.8 Optimisation des coupes dans l'oxyde de silicium. (a) Coupe standard. (b) Coupe optimisée. (c) Coupe optimisée observée au microscope électronique.

### 4.3 Caractérisation des pertes dans les guides d'onde suspendus

Les guides d'onde intégrés fabriqués ont été caractérisés afin de déterminer leurs performances optiques. Dans cette section, les différentes sources possibles de pertes seront présentées et discutées. Les pertes étaient trop élevées pour être observées expérimentalement (probablement supérieures à 50 dB). Des estimations ont donc été réalisées à partir de mesures indirectes. On estime que l'effet de la diffusion de surface combiné à la présence des ancrages peut expliquer les pertes observées.

#### 4.3.1 Rappel des sources de pertes

Les différentes sources de pertes peuvent en général être divisées en deux grandes catégories : les pertes d'insertion et les pertes de propagation. Les pertes d'insertion, exprimées en dB ou en fraction de lumière transmise, représentent la quantité de lumière qu'il est possible d'injecter à l'entrée et de récupérer à la sortie du guide d'onde. Elles incluent :

- les réflexions aux faces des guides d'onde ;
- l'erreur d'alignement du guide d'onde avec la source de lumière et le détecteur ;
- la différence de forme entre le mode guidé et le faisceau injecté.

Les pertes de propagation, quant à elles, correspondent au taux de pertes par unité de longueur. Elles sont généralement exprimées en  $\text{cm}^{-1}$  ou en dB/cm et incluent (Hunsperger, 2009) :

- l'absorption de lumière par le matériau formant le guide d'onde ;
- la diffusion de surface (par des imperfections de surface telles que des particules de poussière, des parois rugueuses, etc.) ;
- la diffusion de volume (par des imperfections dans le cœur du guide d'onde, tels que des trous, des impuretés, des défauts cristallins, etc.) ;

- les pertes radiatives si le guide d’onde est courbé.

Dans le cas de guides d’onde suspendus, une troisième catégorie de sources de pertes s’ajoute : la diffraction par les ancrages. Cette contribution est traitée en profondeur à la section 4.1.

### 4.3.2 Approches de mesure des pertes

La caractérisation des pertes optiques dans des guides d’onde suspendus peut se faire de plusieurs manières, le défi consistant généralement à isoler les sources de pertes les unes des autres. Typiquement, des échantillons de guides d’onde de longueurs variées sont fabriqués afin de découpler la contribution de l’insertion de celle de propagation. Les pertes totales exprimées en dB représentées en fonction de la longueur du guide forment alors une droite dont l’ordonnée à l’origine correspond aux pertes d’insertion, et la pente aux pertes de propagation.

D’autres méthodes incluent l’utilisation des franges d’interférence Fabry-Pérot générées par les réflexions aux faces des guides d’onde Taebi *et al.* (2008), ou le déplacement d’un prisme le long du guide d’onde Okamura *et al.* (1983).

Dans le cas des guides d’onde fabriqués dans cette maîtrise, les pertes totales sont trop élevées pour être mesurées directement. En effet, toute mesure directe des pertes implique de mesurer l’intensité lumineuse à la sortie du guide d’onde. Or, celle-ci est trop faible pour être mesurée. Cette section discutera donc des méthodes indirectes (expérimentales, numériques ou théoriques) employées pour quantifier les différents facteurs permettant d’expliquer les pertes significatives subies par la lumière dans les guides d’onde suspendus.

### 4.3.3 Estimation des pertes par diffusion de surface

L’un des processus de pertes dans des guides d’onde diélectriques et dans un microrésonateur est la diffusion de surface. En bref, si les parois ne sont pas parfaitement lisses, alors la lumière peut être diffusée à l’extérieur du guide d’onde. L’observation en microscopie électronique à balayage a permis de vérifier que l’on retrouve bien un certain niveau de rugosité sur les parois latérales des structures microfabriquées (voir figure 4.9).

Afin d’évaluer l’impact de la rugosité des parois sur les pertes optiques, on doit disposer de deux choses : une mesure de la rugosité, et un modèle permettant de prédire les pertes en fonction de celle-ci.

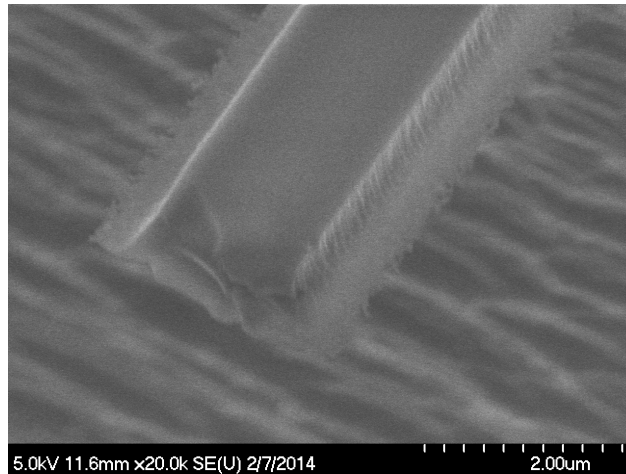


Figure 4.9 Parois latérales rugueuses d'un guide d'onde suspendu observé par microscopie électronique à balayage.

### Mesure de la rugosité par microscopie électronique

Les méthodes habituellement employées pour mesurer la rugosité des microsystèmes sont la microscopie à force atomique (Atomic Force Microscopy, AFM), la profilométrie à stylet, et l'interférométrie en lumière blanche. Ces méthodes permettent d'obtenir des résolutions élevées (de l'ordre de l'angström pour l'AFM par exemple). Cependant, elles sont toutes conçues pour mesurer la rugosité dans l'axe perpendiculaire au plan du substrat. Afin d'obtenir le profil du côté du guide, une technique moins conventionnelle utilisant la microscopie électronique à balayage et le traitement d'image a donc été utilisée. Cette méthode a été utilisée précédemment par Borselli *et al.* (2004) pour estimer les pertes dans des microrésonateurs à modes de galerie.

Le processus permettant d'extraire la rugosité des images SEM est le suivant (voir figure 4.10). Les images sont d'abord retouchées sommairement (recadrage, égalisation de l'histogramme et filtre médian adaptatif). Puis, l'outil de sélection semi-automatique d'un logiciel de retouche photographique (GIMP) est utilisé afin de sélectionner précisément la paroi du guide d'onde. Le profil ainsi défini est alors transféré à un logiciel mathématique (MATLAB) qui calcule la position approximative du bord du guide d'onde comme la position moyenne des pixels de frontière, pondérée par leur intensité. Une droite de régression est ensuite calculée. La différence entre cette droite et la frontière extraite du traitement d'image est considérée comme le profil de rugosité  $y(x)$ .

Deux indicateurs communément utilisés pour définir la rugosité d'une surface sont la

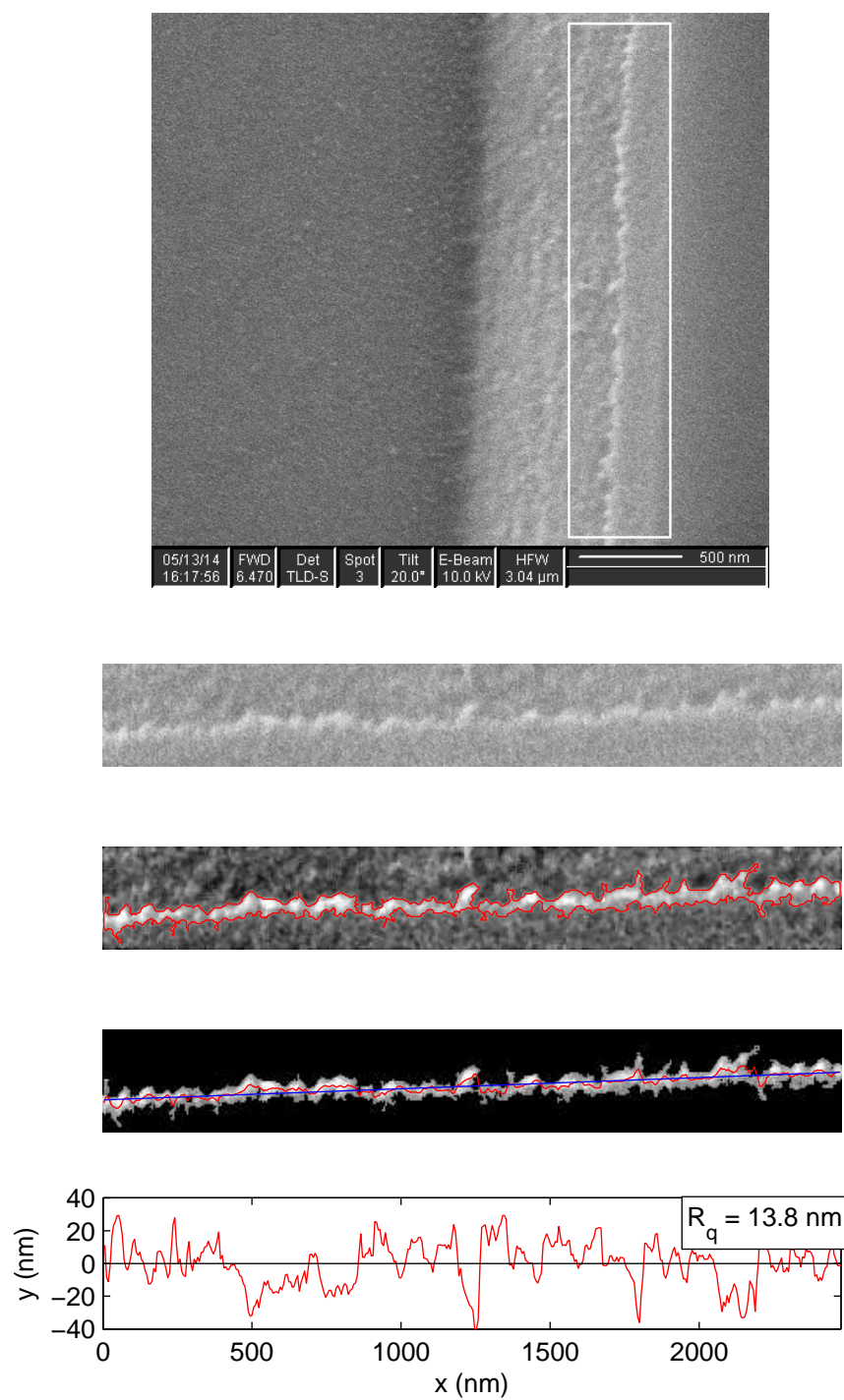


Figure 4.10 Détermination de la rugosité par microscopie électronique à balayage. Sélection de la région d'intérêt, détection de contour, calcul du centre de la frontière, et calcul de la rugosité.

rugosité linéaire ( $R_a$ ) et quadratique ( $R_q$ ), définies respectivement comme :

$$R_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |y_i| \quad (4.24)$$

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^2} \quad (4.25)$$

où les  $y_i$  sont les hauteurs de chaque point et  $n$  est le nombre de points. Ces mesures sont répétées pour plusieurs profils à des endroits différents sur la puce. Le tableau 4.2 présente les résultats statistiques obtenus pour les 7 profils mesurés.

Tableau 4.2 Rugosité des parois latérales des guides d'onde mesurées par SEM

	Moyenne (nm)	Écart type (nm)
Rugosité linéaire ( $R_a$ )	12,6	0,95
Rugosité quadratique ( $R_q$ )	15,8	1,2

### Mesure de la rugosité par microscopie à force atomique

Afin de déterminer l'exactitude de la méthode décrite précédemment, les résultats ont été comparés avec la microscopie à force atomique (Atomic Force Microscopy, AFM). Bien que cet appareil soit conçu pour mesurer la rugosité hors du plan du substrat, il a été possible de positionner la puce de façon à rendre le côté du guide d'onde accessible à la pointe de l'AFM. Pour cela, la scie de découpe (ADT 7100 provectus) a été utilisée pour effectuer une coupe effleurant le côté d'un guide d'onde. La puce est ensuite positionnée sur le côté afin d'exposer le côté du guide d'onde à la pointe de l'AFM (figure 4.11 a).

Étant donnée la forme triangulaire de la pointe, et considérant que l'épaisseur de la couche d'oxyde formant le guide d'onde est de seulement 800 nm, la distance entre la coupe et le guide d'onde doit être de l'ordre de 1  $\mu$ m. Comme la scie ne permet pas une telle précision de positionnement, une coupe très légèrement oblique permet d'assurer qu'une partie du guide d'onde sera juste suffisamment exposée à la pointe (figure 4.11 b).

La rugosité obtenue par microscopie à force atomique est de  $R_a = 12,3$  nm et  $R_q = 16,0$  nm. Ce résultat concorde avec les mesures prises par traitement d'image (écart relatif de 2,4 % pour  $R_a$  et de 1,3 % pour  $R_q$ ).

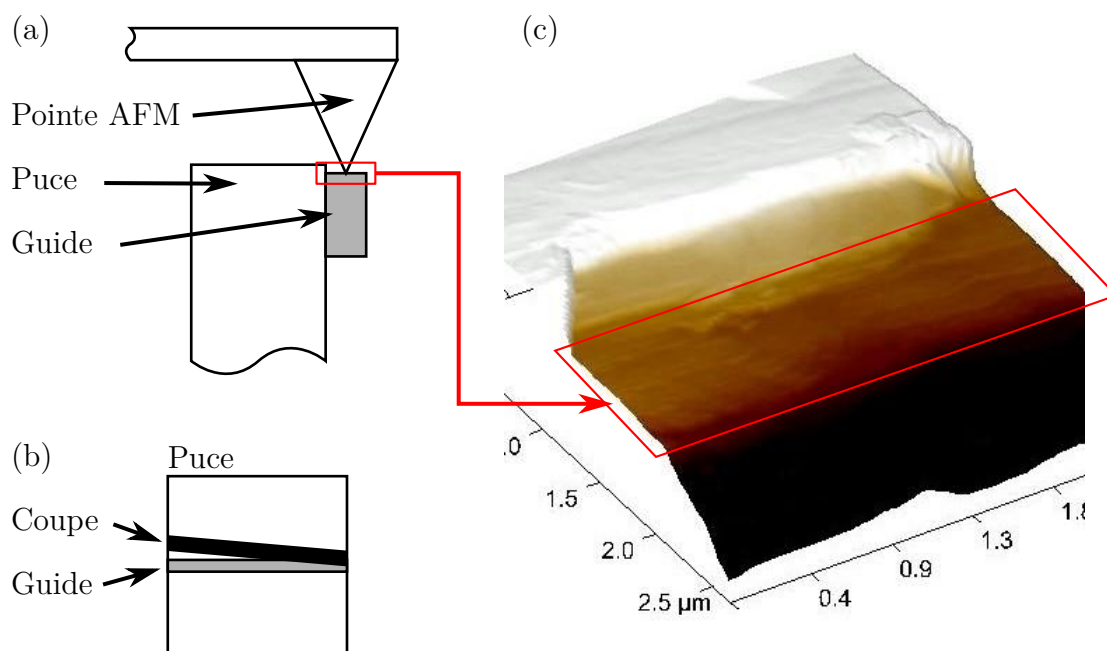


Figure 4.11 Mesure de la rugosité latérale des guides d'onde par microscopie à force atomique

### Comparaison des deux méthodes de mesure

La mesure par microscopie à force atomique, bien que précise, comporte de nombreux inconvénients pour mesurer des parois latérales. D'abord, c'est une méthode destructive, car une coupe de la puce est préalable à la mesure. De plus, il est difficile de trouver l'endroit où le bord de la puce et le côté du guide d'onde sont assez près l'un de l'autre pour permettre à la pointe de passer. Enfin, si la surface à côté du guide est imparfaite, la présence de particules ou de micropiliers (communément appelés *grass*) à côté du guide d'onde agit comme un masque pour la pointe qui est alors déviée. Cela crée des artefacts rendant difficile l'interprétation des résultats.

La méthode par traitement d'images SEM comporte également certaines limitations. En particulier, il s'agit d'une méthode unidimensionnelle. Cette méthode est donc uniquement pertinente lorsqu'un axe de rugosité domine l'autre. Dans le cas particulier des profils de gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE), la rugosité est majoritairement verticale, comme on peut le voir à la figure 4.12. Dans le cas où la rugosité serait majoritairement horizontale, comme c'est le cas pour une gravure ionique réactive profonde (Deep Reactive Ion Etching, DRIE), il suffit de changer l'angle de prise de vue du SEM. Malgré cette limitation importante, la méthode du traitement d'image retire ses avantages de la grande flexibilité de la microscopie électronique. Cette technique permet d'imager rapidement l'échantillon aussi bien avec un large champ de vue qu'avec une résolution très élevée. Elle permet également

de positionner précisément la prise de vue par rapport à la paroi à mesurer.

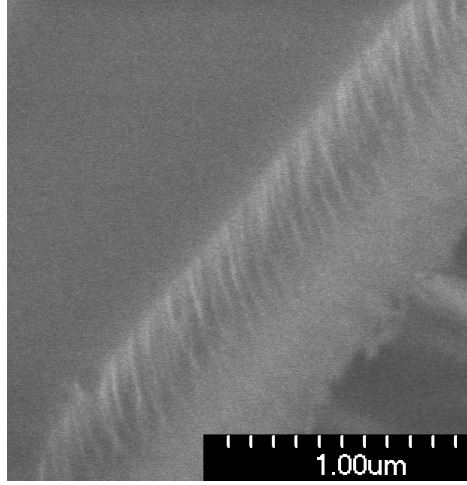


Figure 4.12 Rugosité majoritairement verticale d'une structure gravée par RIE

### Calcul des pertes par diffusion de surface

Disposant d'une mesure de la rugosité des parois, il est possible de prédire les pertes du guide d'onde selon le modèle développé par Tien (1971). Dans le cas d'un guide d'onde plan symétrique (même rugosité et même indice de réfraction de part et d'autre du guide), le coefficient de pertes par diffusion s'exprime comme :

$$\alpha_s = \frac{1}{\rho} \left( \frac{4\pi n_c R_q}{\lambda} \right)^2 \left( \frac{W}{W+1} \right) \left( \frac{\cos^3 \theta_m'}{2 \sin \theta_m'} \right) \quad (4.26)$$

où  $\rho$  est la demi-largeur du guide d'onde,  $n_c$  est l'indice de réfraction du cœur du guide d'onde,  $R_q$  est la rugosité quadratique,  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide,  $W = \sqrt{V^2 - U^2}$  est le paramètre modal dans la gaine, et où  $\theta_m'$  est l'angle incident du mode guidé traité en optique géométrique, et peut être calculé par la relation  $\sin \theta_m' = \beta/k_0 n_c$ .

Il est à noter que l'hypothèse du guide d'onde plan (bidimensionnel) ne pose pas véritablement de problème. En effet, les parois latérales, définies par le masque de lithographie, sont beaucoup plus rugueuses que le haut et le bas du guide d'onde, définis par la surface de la gaufre de silicium ( $R_q$  de l'ordre de quelques Å).

Pour un guide d'onde de 1,5 μm de large, ayant une rugosité latérale de 16 nm, et à une longueur d'onde de 1550 nm, le modèle de Tien prédit des pertes de 15,6 dB/cm pour le mode fondamental, et significativement plus pour les modes d'ordre supérieur. La figure 4.13 permet d'illustrer comment varient les pertes et à quel point le modèle est sensible à une

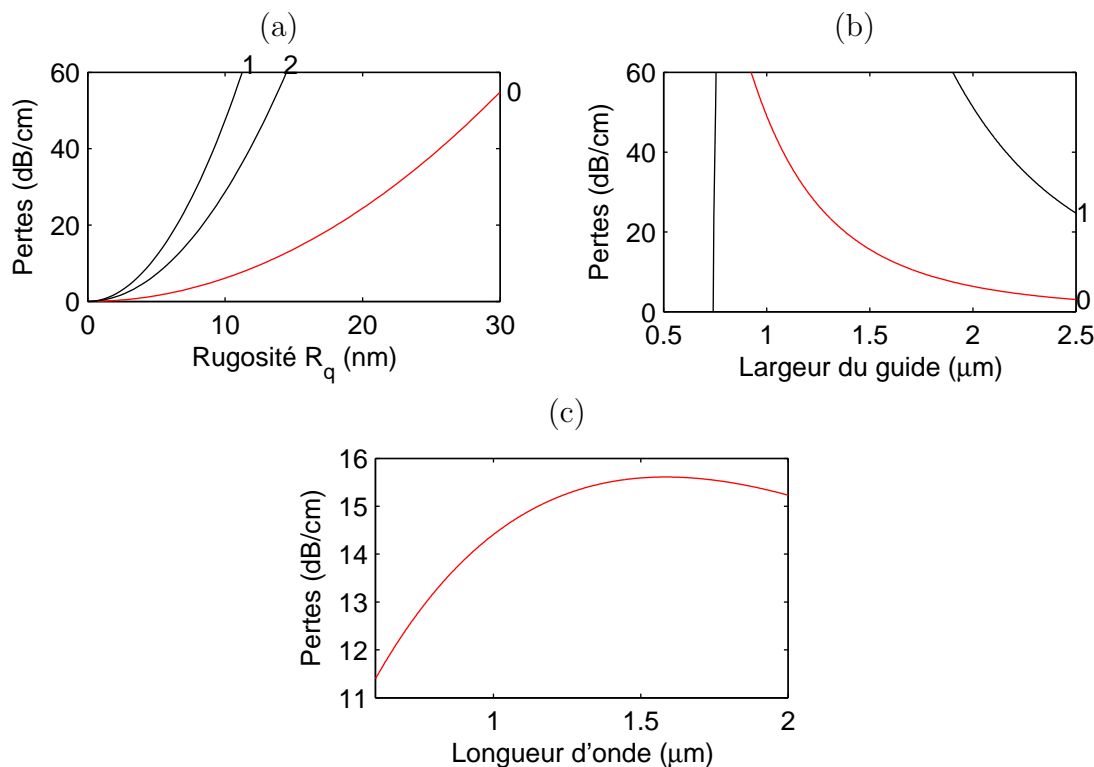


Figure 4.13 Variation des pertes selon (a) la rugosité, (b) la largeur du guide et (c) la longueur d'onde. Pour chaque graphique, les paramètres non représentés sont fixés à 16 nm pour la rugosité, 1,5  $\mu\text{m}$  pour la largeur du guide d'onde, et 1,55  $\mu\text{m}$  pour la longueur d'onde. Le mode fondamental est représenté en rouge, et quelques modes d'ordres supérieurs en noir. Le mode associé à chaque courbe est identifié dans la marge du graphique. L'axe vertical a été limité à 60 dB/cm pour garder visible le comportement du mode fondamental.

variation de ses paramètres (rugosité, longueur d'onde et largeur du guide d'onde).

Les pertes par diffusion sont donc de l'ordre de dizaines de décibels. Les pertes sont particulièrement élevées pour des guides d'onde de petite taille et pour les modes d'ordre supérieur. Il est donc attendu que les pertes par diffusion représentent une cause importante de pertes dans les guides d'onde.

## Sommaire et discussion

En mesurant la rugosité des parois latérales pour calculer indirectement les pertes par diffusion, nous avons pu constater que celles-ci peuvent être d'une à quelques dizaines de dB/cm. On rappelle que les pertes totales sont estimées supérieures à 50 dB/cm. Les pertes par diffusion semblent donc être une contribution non négligeable, mais incomplète pour expliquer les pertes totales.



#### 4.3.4 Influence combinée de la diffusion et des ancrages

Cette section discutera de l'effet combiné de la diffusion de surface et de la présence d'ancrages. Nous verrons que le fait de combiner ces deux éléments impose des pertes significativement plus élevées que la simple addition des deux contributions.

##### Principe général

Afin d'expliquer intuitivement la cause de ces pertes, rappelons certains résultats obtenus précédemment. On a vu à la section 4.1 que la diffraction dans les ancrages a deux conséquences. La première, que nous avons discutée largement, est de causer la perte d'une partie de la lumière. La seconde, qui est ici la plus importante, est de mélanger l'énergie d'un mode à l'autre. À la section précédente, nous avons vu que les pertes par diffusion étaient significativement plus élevées pour les modes d'ordre supérieur que pour le mode fondamental.

On émet donc l'hypothèse suivante : les ancrages augmentent indirectement des pertes en envoyant l'énergie du mode fondamental vers les modes plus fortement atténués.

##### Calcul des pertes combinées

Tel qu'il a été expliqué à la section 4.1, une partie imaginaire  $\alpha_s/2$  est ajoutée à la constante de propagation de chacun des modes pour prendre en compte les pertes par diffusion dans le calcul des matrices de transfert.

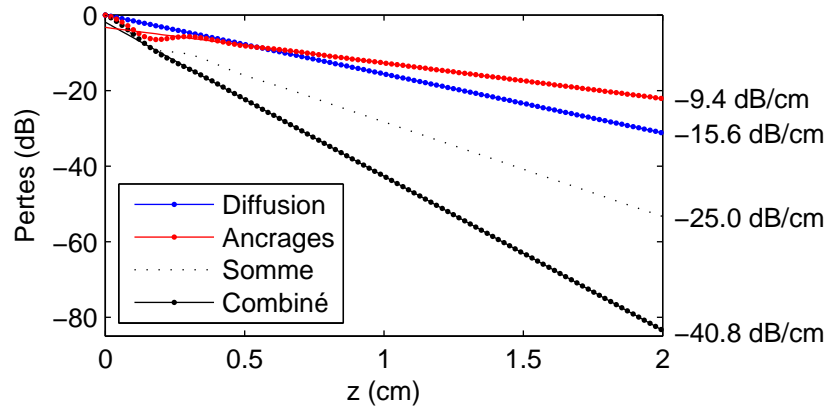


Figure 4.14 Pertes combinées des ancrages et de la diffusion de surface. Un exemple typique des guides d'onde ayant été testés a été représenté :  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , largeur des guides et des ancrages de  $1,5 \mu\text{m}$ , distance de  $200 \mu\text{m}$  entre les ancrages.

L'impact combiné des ancrages et de la rugosité est illustré à la figure 4.14. La courbe noire représente la combinaison des deux effets. Les pertes calculées sont plus importantes

que la simple somme (en pointillé) des pertes dues à la diffusion et aux ancrages.

Les pertes prévues sont de 40 dB/cm, ce qui est très élevé pour un guide d'onde intégré. Bien qu'il ne soit pas possible de l'affirmer avec certitude, il est vraisemblable que l'effet combiné des ancrages et de la diffusion puisse expliquer la faiblesse du signal à la sortie du guide d'onde. Avec des guides de 7,5 mm de long, les pertes totales seraient de 30 dB. Si une partie de la lumière passe à côté du guide, il est alors difficile de déterminer quand le laser et le détecteur sont alignés avec le guide.

#### 4.3.5 Sommaire et discussion

L'effet des pertes par diffusion est généralement identifié comme le facteur limitant la transmission de guides d'onde étroits et à saut d'indice élevé (comme ceux fabriqués et testés dans cette maîtrise). Dans cette section, nous avons utilisé deux méthodes pour mesurer la rugosité des guides et déterminer ces pertes. En combinant l'effet de mélange modal des ancrages avec les pertes par diffusion, nous avons calculé que des pertes de 40 dB/cm étaient attendues. Ceci peut expliquer en bonne partie l'impossibilité d'observer directement la lumière transmise.

Il est important de mentionner ici que d'autres sources de pertes n'ont pas été approfondies, faute de temps ou de moyen pour les estimer. Certaines devraient être négligeables. Les pertes par absorption dans la silice pure, par exemple, devraient être de l'ordre des dB/km. D'autres sources, comme l'absorption due à des impuretés de surface, mériteraient d'être explorées plus en détail.

Afin de réduire l'effet des pertes par diffusion, il serait intéressant d'utiliser un masque de chrome plutôt qu'un masque de résine. Bergeron *et al.* (2010) a montré que la rugosité latérale obtenue après une gravure RIE était alors réduite. De plus, il serait possible d'effectuer un reflux de la photorésine pour rendre ses parois plus lisses, ou encore de faire un reflux de la couche d'oxyde avant la libération, tel que proposé par Grutter *et al.* (2012).

### 4.4 Développement d'un procédé de soudure flip-chip

Cette section présente le développement et la caractérisation d'un procédé de soudure flip-chip par thermocompression. Deux aspects principaux seront traités : la résistance mécanique des soudures et la précision d'alignement.

#### 4.4.1 Résistance mécanique des soudures

Les paramètres pouvant être contrôlés lors du soudage par thermocompression sont les suivants :

- Force de compression ( $F$ )
- Température de soudure ( $T$ )
- Temps ( $t$ )

En théorie, c'est en optimisant ces paramètres que l'on peut obtenir la meilleure soudure entre deux puces pour une application donnée. Cependant, les expériences réalisées semblent montrer que la propreté des surfaces est le paramètre le plus critique pour notre application.

### Rendement faible et variabilité élevée

Des essais de cisaillement maximal ont été réalisés sur une série de puces assemblées avec le même procédé. Les résultats, présentés à la figure 4.15, montrent un faible rendement et la variabilité importante des soudures obtenues.

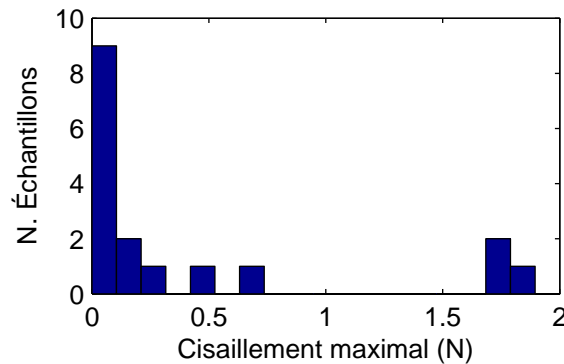


Figure 4.15 Résistance mécanique des soudures flip-chip pour un échantillon de 17 paires de puces soudées dans des conditions similaires ( $T \approx 300^\circ\text{C}$ ,  $P \approx 200\text{ MPa}$  et  $t \approx 180\text{ s}$ ).

On trouve dans la littérature (Humpston et Baker, 1998) que la résistance des soudures devrait varier très peu dès lors que les paramètres  $F$ ,  $T$  et  $t$  sont suffisamment élevés. On s'attendrait donc à obtenir facilement des soudures solides, et à ce que leur résistance soit répétable. Or, des résultats semblables à ceux de la figure 4.15 sont obtenus peu importe les paramètres  $P$ ,  $T$  et  $t$ .

### Explication de la faiblesse des soudures

Des mesures effectuées en microscopie ultrason (Sonoscan) ont permis d'observer que la faiblesse des soudures était due au fait que seul un faible nombre de points de soudure étaient effectivement en contact. La figure 4.16 illustre un exemple typique de soudure entre deux puces. Ces puces comportaient huit points de soudure, répartis sur les côtés droit et gauche de la puce. Sur ce cliché, le noir représente une transmission totale des ultrasons. Ceci correspond

à l'absence d'interface entre deux milieux d'impédance acoustique différente, autrement dit un point de soudure réussi, sans air entre les deux puces. On peut y constater que seul un des points de contact (en bas à droite) est effectivement soudé.

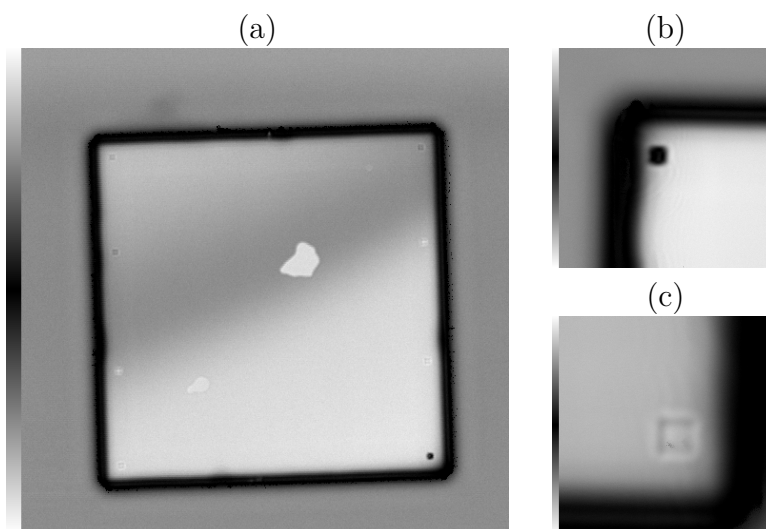


Figure 4.16 Image d'une puce soudée par microscopie ultrasons. (a) Des 8 contacts de soudure présents, seul le coin inférieur droit a effectivement été soudé. (b) Exemple de coin soudé. Le petit carré noir indique une absence de réflexion des ultrasons, et donc un contact physique complet sans interface entre les deux puces. (c) Exemple de coin mal soudé.

Le fait que les conditions de soudure soient suffisantes pour toujours réaliser au moins un point de soudure nous aiguille vers l'hypothèse suivante : il est possible que les autres points de contact soient bloqués par une impureté ou une particule quelconque (voir figure 4.17).

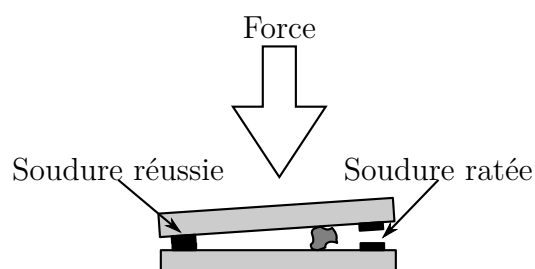


Figure 4.17 Particules de poussière bloquant le contact des points de soudure. Selon la position des poussières, la force de compression est concentrée vers un ou deux coins.

### Résistance mécanique d'échantillons propres

Afin de vérifier l'impact de la propreté des puces, une série d'échantillons dits « propres » a été produite. Une attention toute particulière a été prise pour qu'il n'y ait aucun contact

entre ces échantillons et l'environnement. Ces puces sont demeurées en environnement propre (classe 100) entre leur dernier nettoyage jusqu'au moment où elles ont été soudées. De plus, un support courbé a permis de maintenir les puces face vers le bas sans contact avec la table de l'appareil de flip-chip. Celui-ci nécessite normalement de déposer la face à souder directement sur une table.

La figure 4.18 présente la différence de résistance entre les soudures des puces propres et normales. On constate que les puces propres ont en général une résistance plus grande au test de cisaillement que les puces normales. On constate également qu'une grande partie des puces normales ont une résistance au cisaillement nulle ou quasi nulle, alors qu'un échec complet de la soudure n'a pas été observé pour les puces propres. Quant aux deux données éloignées des puces normales (soudures réussies), on peut les attribuer à des puces aléatoirement plus propres que les autres.

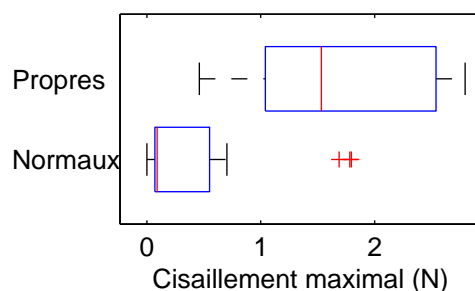


Figure 4.18 Impact de la propreté des surfaces lors d'une soudure par thermocompression

## Discussion

Afin d'expliquer l'impact particulier de la propreté des échantillons sur nos résultats de soudure, on émet l'hypothèse que la minceur des contacts d'or utilisés nous donne une sensibilité plus grande à la présence de particules ou de poussières. En effet, on ne retrouve pas d'exemple dans la littérature de soudure réalisée entre des couches de 250 nm d'épaisseur ou moins. Cette épaisseur est cependant nécessaire pour établir un couplage évanescent entre le guide d'onde et le microrésonateur. La présence de particules plus grosses que le 500 nm de séparation entre les deux puces pourrait empêcher le contact physique entre les surfaces d'or.

### 4.4.2 Alignement

#### Stratégie d'alignement

Une précision d'alignement de l'ordre de  $0,5\mu\text{m}$  est requise pour permettre un couplage quasi critique entre un microrésonateur et un guide d'onde. L'alignement est effectué en utilisant la fonction de reconnaissance de formes de l'appareil de flip-chip (Fineplacer Femto). Des structures d'alignement gravées directement dans la couche d'oxyde (dont l'alignement est critique) sont reconnues automatiquement. L'appareil est programmé pour effectuer la soudure avec une précision de  $500\text{ nm}$ .

Étant donnée la taille relativement grande des puces assemblées ( $7,5\text{ mm} \times 7,5\text{ mm}$ ), il est important d'utiliser un outil pivotant (*gimbal*) pour assurer que les deux puces soient coplanaires durant la soudure. Le déplacement possible des puces lors du contact impose l'utilisation d'une étape supplémentaire au procédé de soudure. Après l'alignement, les deux puces sont mises en contact avec une force de  $1\text{ N}$ , sans chauffage. Cette étape permet aux puces de prendre leur position finale. Les puces sont alors séparées et alignées une seconde fois, puis la soudure définitive est effectuée.

#### Mesure de l'alignement

Afin de vérifier si le procédé de soudure permet d'atteindre une telle précision, des structures d'alignement ont été positionnées dans chacun des coins des puces soudées. Ces structures sont visibles par microscopie électronique en regardant le côté des puces (voir figure 4.19).

Les résultats des mesures montrent une erreur d'alignement moyenne de  $8,8\mu\text{m}$ , ce qui est largement au-dessus des spécifications. Cependant, nous sommes portés à penser que l'erreur est systématique et non aléatoire. En effet, l'erreur moyenne en  $y$  est de  $10,8\mu\text{m}$ , mais l'écart type est de seulement  $0,97\mu\text{m}$ . Nous émettons l'hypothèse qu'une erreur du programme de reconnaissance de formes en est la cause. En effet, les motifs d'alignement ont été choisis au départ pour un alignement visuel et non automatique. Leur forme, plus complexe, ne fait pas partie de la banque de motifs d'alignement du logiciel, ce qui fait en sorte que le programme reconnaît souvent difficilement les formes.

### 4.4.3 Résumé et perspectives

Le procédé de soudure par thermocompression se détaille en 4 étapes :

1. alignement des puces par reconnaissance de forme ;
2. mettre les deux puces en contact avec une force de  $1\text{ N}$  pour assurer leur parallélisme ;

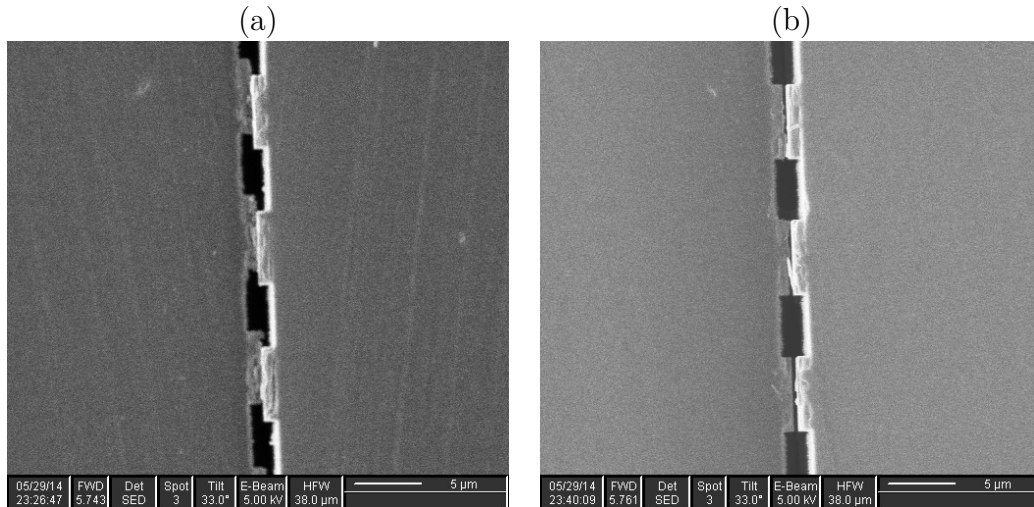


Figure 4.19 Mesure de la précision d'alignement flip-chip. (a) Exemple de léger désalignement. (b) Exemple d'alignement quasi parfait.

3. réaligner les puces ;
4. mettre les puces en contact avec une force de 20 N et chauffer à 300 °C pendant 180 s.

À titre d'aide mémoire visuel, la figure 4.20 présente une mesure expérimentale de la pression et de la température durant le déroulement d'un procédé de soudure.

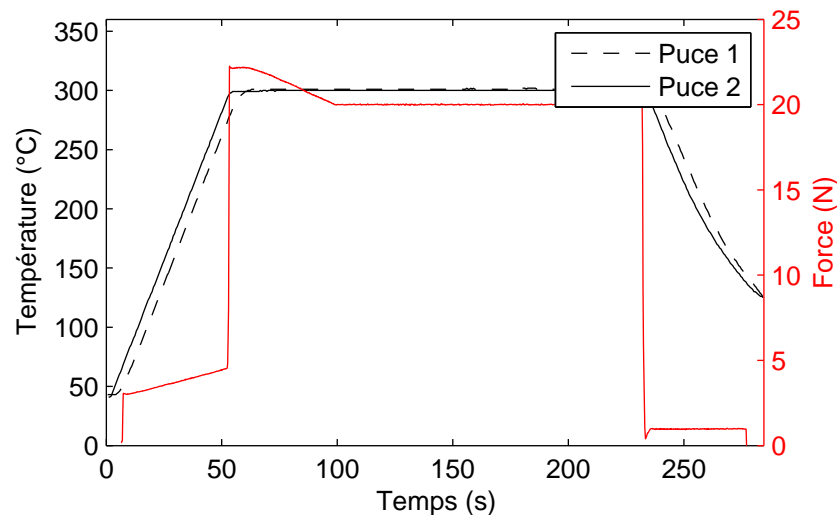


Figure 4.20 Mesure expérimentale de la température et de la force de thermocompression.

En somme, il est possible de réaliser une soudure flip-chip entre deux puces contenant des résonateurs et des guides intégrés. La faible épaisseur des contacts d'or nécessaire au couplage optique requiert cependant une propreté accrue des puces. Dans cette situation, environ

75 % des soudures possèdent une résistance en cisaillement supérieure à 1 N. L'alignement horizontal des puces demeure encore à démontrer, mais la nature systématique de l'erreur d'alignement laisse à penser que le problème se situe plutôt au niveau du programme de reconnaissance que des limites technologiques.

## 4.5 Caractérisation de microrésonateurs à modes de galerie

Cette section présentera la caractérisation des microrésonateurs à modes de galerie. Elle sera divisée en deux parties. La première présentera les dispositifs fabriqués au cours de cette maîtrise. La seconde décrira un travail de collaboration réalisé avec l'université Berkeley où des guides intégrés à des résonateurs ont été caractérisés.

Il est à noter que de nombreux aspects traités précédemment pour les guides d'onde sont totalement équivalents pour les résonateurs. En particulier, les causes des pertes dans les résonateurs sont exactement les mêmes, et les résultats obtenus aux sections précédentes ne seront pas répétés.

### 4.5.1 Microdisques destinés à l'assemblage flip-chip

Cette section discute des résonateurs fabriqués au cours de cette maîtrise. Des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^4$  ont été mesurés. Ils sont vraisemblablement limités par la diffusion de surface.

#### Observation des microdisques

Des résonateurs à modes de galerie ont été fabriqués avec succès. La figure 4.21 (a) montre un exemple de résonateur d'un diamètre de 50  $\mu\text{m}$ . Tout comme pour les guides d'onde, on constate la présence de rugosité sur les flancs du résonateur (b).

#### Mesure du facteur de qualité

Les résonateurs peuvent être caractérisés spectralement en utilisant une fibre optique effilée (*taper*). La figure 4.22 présente le montage expérimental utilisé. Un laser accordable (Agilent 8164B, module 81600B) balaye le spectre en continu. La lumière traverse un contrôleur de polarisation, puis passe à travers une fibre optique effilée adiabatique d'un diamètre de 2  $\mu\text{m}$ . À cette taille, le mode sort suffisamment de la fibre pour être couplé au résonateur. La fibre est positionnée à l'aide d'une platine de translation micrométrique à 5 degrés de liberté. Le signal transmis est capté par un photodétecteur relié à un oscilloscope.



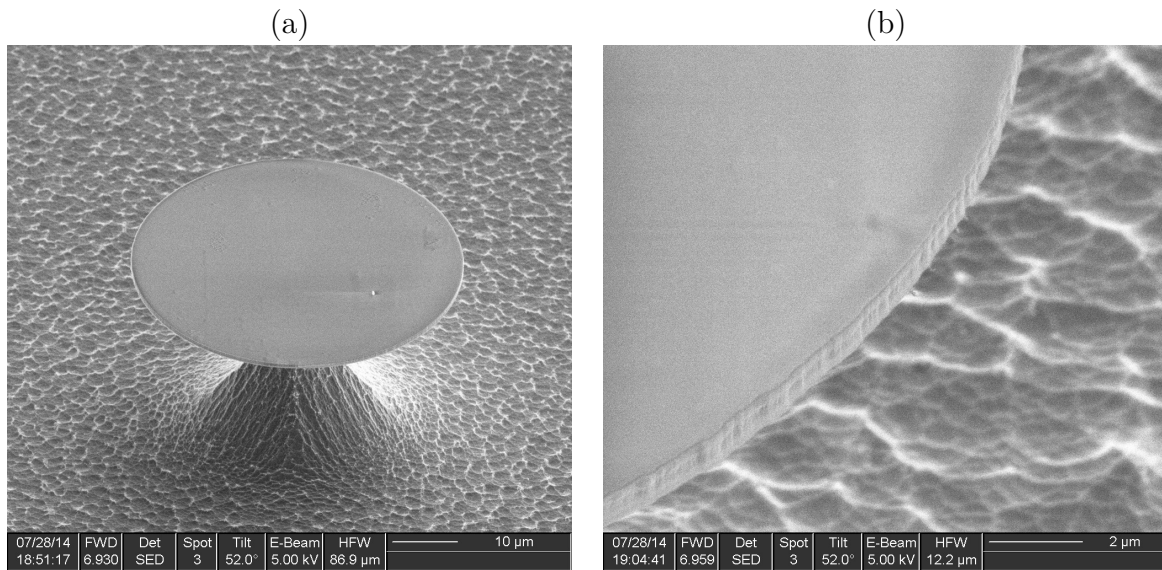


Figure 4.21 Observation des microdisques par microscopie électronique à balayage. (a) Vue de profil d'un résonateur. (b) Rugosité des parois latérales des résonateurs.

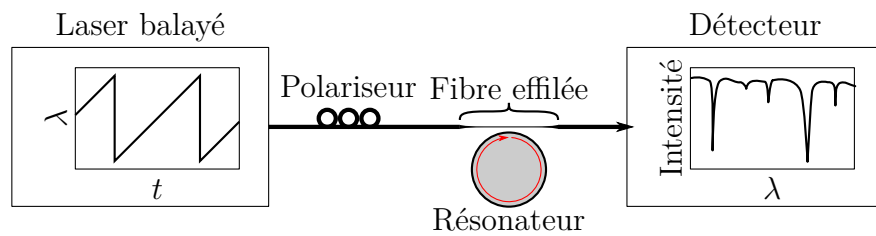


Figure 4.22 Système de caractérisation des microrésonateurs à l'aide d'une fibre optique effilée.

Les résonances sont identifiées visuellement sur l'écran de l'oscilloscope et les pics les plus fins sont sauvegardés. Une courbe lorentzienne est ajustée au spectre expérimental. Le facteur de qualité est alors déterminé selon l'équation (2.29) que l'on rappelle ici :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda}$$

La figure 4.23 présente une mesure d'un pic de résonance typique des microdisques fabriqués. Cette mesure a été répétée sur un échantillon de 7 microrésonateurs ayant tous un diamètre de 50  $\mu\text{m}$ . La valeur moyenne est  $Q = 2,8 \times 10^4$  et l'écart type est de  $0,92 \times 10^4$ .

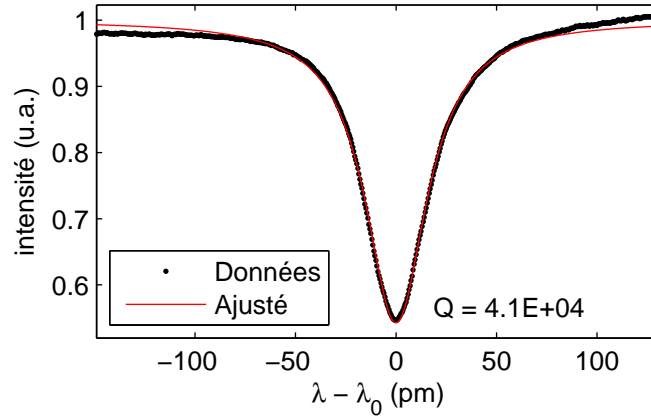


Figure 4.23 Mesure du facteur de qualité d'un microdisque. La largeur d'une courbe de régression lorentzienne permet de déterminer la valeur de  $Q$ .

Il est à noter que les valeurs de  $Q$  ainsi obtenues représentent le facteur de qualité *total*  $Q_L$  incluant les pertes dues au couplage (voir définitions à la section 2.1.5). Les mesures ont été prises en régime de couplage sous-critique afin que  $Q_L$  tende vers le facteur de qualité intrinsèque  $Q_i$ . Ce dernier demeure néanmoins légèrement plus élevé que les valeurs présentées.

## Sommaire et discussion

Des microrésonateurs à modes de galerie ont été fabriqués et caractérisés avec succès. Le facteur de qualité des microdisques est de l'ordre de  $3 \times 10^4$ , vraisemblablement limité par la rugosité des parois latérales.

### 4.5.2 Microrésonateurs intégrés monolithiquement

Étant donnés les problèmes décrits aux sections précédentes (pertes trop élevées dans les guides d'onde, alignement flip-chip insuffisant), il n'a pas été possible de réaliser un système

intégré comportant des guides d'onde et des microrésonateurs. Cependant, nous avons pu tester de tels systèmes par l'entremise d'une collaboration avec le groupe du Pr Ming Wu de l'université Berkeley.

## Description de la collaboration

On rappelle que l'une des solutions alternatives envisagées lors du processus de design (voir section 3.4) était l'utilisation de guides d'onde en nervure (*rib* ou *ridge*) suspendus. Il s'agit d'une option comportant de nombreux avantages, mais nécessitant des tolérances d'alignement serrées. La technologie étant disponible chez nos collaborateurs, certaines expériences avec des guides d'onde intégrés de ce type ont pu être réalisées lors d'un séjour à Berkeley.

Afin de ne pas alourdir le texte, je me concentrerai principalement sur mes contributions au projet de recherche du groupe du Pr Wu. Essentiellement, l'objectif était de démontrer que des résonateurs de facteurs de qualité élevés ( $> 10^6$ ) pouvaient être fabriqués simultanément avec les guides d'onde. Ma contribution aura été la mise en place d'un système expérimental permettant de caractériser spectralement les résonateurs, et d'effectuer la mesure des facteurs de qualité.

## Présentation des systèmes

Nous rappelons d'abord brièvement la structure et le procédé de fabrication, présenté précédemment à la section 2.3.3.

Les guides d'onde et les résonateurs sont fabriqués en verre de phosphosilicate (Phosphosilicate Glass, PSG) sur une gaufre de silicium sur isolant (Silicon On Insulator, SOI). Le point de fusion du PSG, plus faible que celui de la silice pure, lui permet d'être refondu dans une fournaise conventionnelle. Les parois sont alors lissées sous l'effet de la tension de surface. De plus, le recuit est effectué avant la libération des structures, ce qui fait en sorte de maintenir les dimensions latérales définies par la photolithographie. La distance de couplage peut donc être contrôlée.

La figure 4.24 illustre le procédé de fabrication des guides d'onde et des résonateurs. Le détail du procédé est le suivant :

- (a) Une photolithographie suivie d'une gravure du silicium ( $\text{XeF}_2$ ) permet d'ouvrir un passage pour ancrer les résonateurs au substrat.
- (b) La couche de PSG servant à former les structures optiques est déposée par dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (Low Pressure Chemical Vapor Deposition, LPCVD).

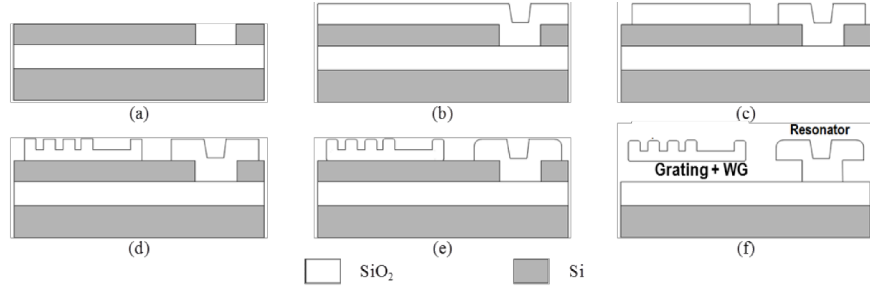


Figure 4.24 Procédé de fabrication des résonateurs et guides d'onde intégrés monolithiquement. Figure tirée de (Grutter *et al.*, 2012).

- (c) Une photolithographie définit les bords des guides d'onde et des résonateurs. Une première gravure de l'oxyde est effectuée jusqu'au fond de la couche de PSG par RIE dans un plasma de  $C_4F_8$ ,  $H_2$  et He.
- (d) Une autre étape de photolithographie suivie d'une gravure *incomplète* de la couche de verre (RIE, même chimie) sert à définir le support du guide d'onde en nervure<sup>1</sup>.
- (e) Le reflux du PSG est fait dans une fournaise à  $1050^\circ C$  pendant 4 h, dans une atmosphère de  $N_2$ . La gaufre est coupée en puces à l'aide d'une scie de découpe.
- (f) Les structures suspendues sont relâchées en gravant la couche supérieure (*device*) du SOI au  $XeF_2$ .

### Développement d'un système de caractérisation

La figure 4.25 présente un schéma simplifié du système de caractérisation mis en place pour mesurer les facteurs de qualité des résonateurs.

Un laser accordable (Agilent 8164A, module 81682A) d'une largeur spectrale de 0,0024 pm balaye le spectre en continu. La lumière traverse un contrôleur de polarisation, puis une fibre lentillée focalise la lumière en un faisceau de  $2\mu m$  de diamètre sur l'extrémité d'un guide d'onde. Une fibre lentillée identique est positionnée à la sortie du guide d'onde pour récupérer le signal sortant. Le signal est capté par un photodétecteur (Agilent 81634B) relié à un oscilloscope (Tektronix TDS3054). Le balayage du laser et l'acquisition de l'oscilloscope sont synchronisés. Un programme LabVIEW permet le contrôle global du système et l'enchaînement de plusieurs balayages sur différentes plages d'intérêt du spectre.

1. Des réseaux de diffraction servant de ports d'entrée et de sortie peuvent également être définis à cette étape, mais n'ont pas été utilisés au cours de cette collaboration.

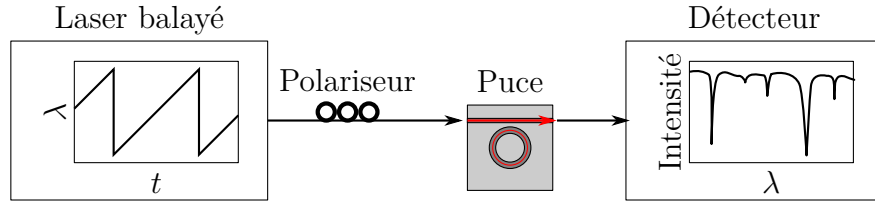


Figure 4.25 Système de mesure des pics de résonance

### Pertes dans les guides intégrés

Les pertes totales à travers le guide d'onde varient de 10 à 15 dB. Ceci inclut les pertes par insertion aux deux extrémités et les pertes propagatives par diffusion et par absorption. Afin d'expliquer les pertes significativement plus faibles des dispositifs du groupe du Pr Wu par rapport à ceux de notre propre groupe, on propose trois hypothèses.

1. Le reflux thermique effectué sur les guides d'onde réduit la rugosité et donc les pertes par diffusion.
2. Les guides d'onde ont une structure en nervure suspendue (*rib*) dont le mécanisme d'ancrage au substrat ne cause ni pertes, ni mélange modal.
3. La longueur des guides d'onde du groupe de Berkeley est beaucoup plus courte ( $\sim 1$  mm) que dans notre design ( $\sim 7,5$  mm). À taux de pertes égal, les pertes totales seraient moindres.

On note également que la coupe des puces faites à Berkeley est plus rugueuse que celle obtenue à l'École Polytechnique après optimisation du procédé de découpe (voir section 4.2.3). L'imperfection des extrémités des guides d'onde est donc une hypothèse à exclure pour expliquer nos pertes plus élevées, mais il est possible qu'elles constituent le facteur limitant pour les dispositifs de nos collaborateurs.

### Mesure du facteur de qualité

Une fois le spectre acquis, les pics de résonance sont identifiés manuellement. Une courbe lorentzienne est ajustée afin de déterminer le facteur de qualité selon l'équation (2.29).

La figure 4.26 présente le spectre de transmission d'un microrésonateur autour d'une résonance située près de 1550 nm. Avec un facteur de qualité de  $3,8 \times 10^6$ , le système se compare avantageusement aux autres dispositifs rapportés pour l'oxyde de silicium. Le système présenté par Zhang et Armani (2013), par exemple, présentait un microtore de facteur de qualité du même ordre de grandeur ( $3,2 \times 10^6$  à  $\lambda \sim 1550$  nm). Cependant, le procédé de fabrication impliquait le reflux de résonateurs en silice pure au laser  $\text{CO}_2$ , un procédé difficilement adaptable à une production à grande échelle, et le contrôle des dimensions semble difficile.

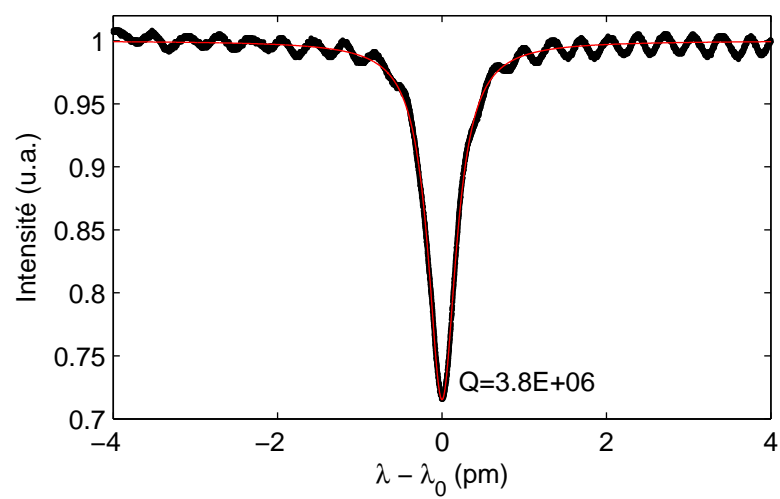


Figure 4.26 Mesure du facteur de qualité

## CHAPITRE 5

### CONCLUSION

#### 5.1 Synthèse des travaux

Ce mémoire de maîtrise a présenté l'étude, le design, la modélisation, la fabrication et la caractérisation d'une nouvelle approche pour combiner des microrésonateurs à modes de galerie et des guides d'onde intégrés. On peut résumer en quatre points la contribution apportée par l'ensemble de ce travail.

**Un design** original permettant de combiner des résonateurs à modes de galerie et des guides d'onde intégrés a été proposé, détaillé et étudié. Cette approche, en utilisant l'assemblage flip-chip, possède le potentiel pour intégrer les résonateurs possédant les plus hauts facteurs de qualité, et ouvre la voie à des biocapteurs sur puce plus sensibles. L'optimisation de ce design peut être considérée comme étant en soi une partie importante des résultats de ce travail.

**Un modèle mathématique** a été développé pour permettre de décrire la propagation de la lumière et prédire les pertes dans des guides d'onde suspendus reliés au substrat par des ancrages. Le développement de ce modèle a été motivé par le choix d'utiliser ce type de guides d'onde au cours du processus de design. Ce modèle offre un outil pour identifier les utilisations appropriées de ce type de guides d'onde, et pour en faciliter le design le cas échéant.

**Un procédé de microfabrication** permettant de fabriquer des guides d'onde suspendus et des résonateurs sur des puces séparées, puis de les souder l'une à l'autre a été développé et optimisé. Il a été démontré qu'il est possible de réaliser la soudure malgré la très mince épaisseur des contacts de soudure.

**L'identification des facteurs limitants** constitue également un aspect central de ce travail. Ainsi, les mesures de rugosité réalisées sur les faces latérales des guides d'onde permettent d'identifier les pertes par diffusion comme cause probable des pertes observées. Du côté de l'assemblage flip-chip, le niveau de propreté a été identifié comme le facteur critique à contrôler pour permettre une soudure réussie.

## 5.2 Limitations de la solution proposée

Le travail effectué dans le cadre de cette maîtrise représente une première étape pour le développement d'un système intégré combinant résonateurs et guides d'onde, mais n'en est pas l'aboutissement. En effet, la preuve de concept envisagée dans ce mémoire ne pourra être véritablement complète avant qu'un couplage optique entre les deux puces ne soit observé expérimentalement. De nombreux obstacles demeurent.

### Limitations du design actuel

Premièrement, les performances actuellement insuffisantes des guides d'onde forcent à choisir entre deux options. Dans le premier cas, on peut choisir un design alternatif aux ancrages des guides. Un exemple envisageable est l'utilisation de guides en nervures (*ridge waveguides*), dont l'utilisation a été démontrée par Grutter *et al.* (2012) et ayant fait l'objet d'une collaboration dans le cadre de cette maîtrise. Dans le cas où l'on choisit de poursuivre l'étude des guides suspendus, il devient essentiel d'en améliorer le procédé de fabrication de manière à réduire la rugosité des parois latérales. L'utilisation d'un masque de gravure différent, par exemple en chrome plutôt qu'en photorésine, est une option en cours d'implémentation par notre groupe de recherche. Une autre option consisterait à effectuer un recuit de la résine pour l'amener près de son point de fusion. La tension de surface en réduirait la rugosité de la même manière que pour les résonateurs sphériques ou toroïdaux.

Deuxièmement, la précision d'alignement nécessaire à l'établissement d'un couplage entre résonateur et guide d'onde demeure à démontrer. Les résultats laissent à penser que l'erreur systématique peut être corrigée, potentiellement en améliorant la reconnaissance des motifs d'alignement.

### Difficultés liées au concept

L'approche « flip-chip » proposée et les objectifs à long terme du projet impliquent également certains défis qui devront être relevés lors de travaux futurs.

Dans la perspective de réaliser un dispositif portable et entièrement intégré, on doit prendre en considération les difficultés liées au positionnement de composants qui seraient normalement situés au dessus de la puce. Par exemple, un espace doit être prévu si l'on souhaite intégrer un laser, un photodétecteur, et leurs contacts électriques respectifs. Les canaux microfluidiques, quant à eux, peuvent être inclus dans l'une des deux puces. Cependant, le choix des matériaux et le procédé de fabrication des canaux sont alors liés au design optique et certaines difficultés peuvent survenir lors de la fabrication. Néanmoins, ces exemples représentent davantage de nouvelles contraintes de design que de véritables limitations. Des



compromis adaptés aux applications et une conception appropriée permettront de contourner ces difficultés.

Enfin, pour identifier des marqueurs présents en très faible quantité dans des fluides complexes (sang, urine, etc.), le principal défi est souvent de nature biochimique. En d'autres mots, il est courant que la sensibilité de la détection soit limitée par le bruit biologique (comme les liaisons non spécifiques) et non par la limite de détection des méthodes actuellement existantes. Dans un futur rapproché, il est donc probable que l'utilisation de résonateurs à facteurs de qualité ultra-élevés sera réservée à des applications de niche. Néanmoins, le gain en sensibilité deviendra de plus en plus intéressant au fur et à mesure que des progrès seront réalisés en sciences du vivant, et leur utilisation pourrait rapidement être appelée à se généraliser.

### 5.3 Perspectives

Ce travail a exploré pour la première fois la possibilité d'utiliser l'assemblage flip-chip pour réaliser un couplage évanescent entre deux structures optiques. Les utilisations potentielles de cette approche sont loin d'être limitées à l'assemblage de biodétecteurs basés sur les modes de galerie.

D'autres applications des microrésonateurs pourraient également profiter de cette approche. Par exemple, l'atteinte de facteurs de qualité ultra-élevés est extrêmement intéressante pour la génération d'effets non linéaires à faible puissance. Ces effets permettent par exemple de générer des peignes de fréquence pour des applications en métrologie, en télécommunications et en spectroscopie (Kippenberg *et al.*, 2011). Comme en biodétection, faire passer ces technologies du laboratoire à l'industrie dépendra de la disponibilité de guides d'onde intégrés pour ces résonateurs.

Enfin, l'optique est pressentie pour jouer un rôle central dans la conception des ordinateurs au cours des prochaines décennies. La lumière peut permettre d'échanger l'information à un débit plus rapide et à un plus faible coût énergétique que l'électronique. L'assemblage flip-chip étant déjà largement utilisé en microélectronique, on peut maintenant imaginer des concepts où une même soudure pourra permettre simultanément un contact électrique et optique. Ce mémoire, en étudiant pour la première fois l'idée d'un couplage optique évanescent entre deux puces soudées, pave à voie à l'élaboration de nouvelles techniques d'encapsulation, propres aux microsystèmes hybrides du futur.

## RÉFÉRENCES

- ALEXANDROPOULOS, D., SIMOS, H., KUSKO, M., CRISTEA, D., SYVRIDIS, D. et VAINOS, N. A. (2009). Microring resonators with enhanced tolerance to fabrication misalignments. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 11, 125401.
- ANG, X., ZHANG, G., WEI, J., CHEN, Z. et WONG, C. (2006). Temperature and pressure dependence in thermocompression gold stud bonding. *Thin Solid Films*, 504, 379–383.
- ARMANI, A. M., KULKARNI, R. P., FRASER, S. E., FLAGAN, R. C. et VAHALA, K. J. (2007). Label-free, single-molecule detection with optical microcavities. *Science*, 317, 783–7.
- ARMANI, D. K., KIPPENBERG, T. J., SPILLANE, S. M. et VAHALA, K. J. (2003). Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature*, 421, 925–8.
- ARNOLD, S., DANTHAM, V. R., HOLLER, S., BARBRE, C., KENG, D. et KOLCHENKO, V. (2013). Label-free detection of single protein using a nanoplasmonic-photonic hybrid microcavity. *Nano letters*.
- ARNOLD, S., KHOSHSIMA, M., TERAOKA, I., HOLLER, S. et VOLLMER, F. (2003). Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption. *Optics Letters*, 28, 272.
- ARNOLD, S., SHOPOVA, S. I. et HOLLER, S. (2010). Whispering gallery mode bio-sensor for label-free detection of single molecules : thermo-optic vs. reactive mechanism. *Optics express*, 18, 281–7.
- BERGERON, S., SAÏDI, S. et PETER, Y.-A. (2010). Periodic and non-periodic frequency selection in an erbium doped fiber laser by silica microdisk optical cavity filters. *Optics express*, 18, 16797–804.
- BIBERMAN, A., SHAW, M. J., TIMURDOGAN, E., WRIGHT, J. B. et WATTS, M. R. (2012a). Ultralow-loss silicon ring resonators. *Optics letters*, 37, 4236–8.
- BIBERMAN, A., TIMURDOGAN, E., ZORTMAN, W. A., TROTTER, D. C. et WATTS, M. R. (2012b). Adiabatic microring modulators. *Optics Express*, 20, 29223.
- BOGAERTS, W., DE HEYN, P., VAN VAERENBERGH, T., DE VOS, K., KUMAR SELVARAJA, S., CLAES, T., DUMON, P., BIENSTMAN, P., VAN THOURHOUT, D. et BAETS, R. (2012). Silicon microring resonators. *Laser & Photonics Reviews*, 6, 47–73.
- BORSELLI, M., JOHNSON, T. J. et PAINTER, O. (2005). Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks : theory and experiment. *Optics Express*, 13, 1515.

- BORSELLI, M., SRINIVASAN, K., BARCLAY, P. E. et PAINTER, O. (2004). Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks. *Applied Physics Letters*, 85, 3693.
- BURES, J. (2009). *Optique guidée : fibres optiques et composants tout-fibre*. Presses Internationales Polytechnique, Montréal.
- CHÝLEK, P., LIN, H.-B., EVERSOLE, J. D. et CAMPILLO, A. J. (1991). Absorption effects on microdroplet resonant emission structure. *Optics Letters*, 16, 1723.
- DEBYE, P. (1909). Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material. *Annalen der Physik*, 335, 57–136.
- DEL'HAYE, P., SCHLIESSER, A., ARCIZET, O., WILKEN, T., HOLZWARTH, R. et KIPPENBERG, T. J. (2007). Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature*, 450, 1214–7.
- DOHERTY, A. C. et MABUCHI, H. (2004). *Atoms in Microcavities : Quantum Electrodynamics, Quantum Statistical Mechanics, and Quantum Information Science*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., chapitre 8. 367–414.
- ENGLISH, A. T. et HOKANSON, J. L. (1971). Studies of Bonding Mechanisms and Failure Modes in Thermocompression Bonds of Gold Plated Leads to Ti-Au Metallized Substrates. *9th Reliability Physics Symposium*. IEEE, 178–186.
- FERRERA, M., RAZZARI, L., DUCHESNE, D., MORANDOTTI, R., YANG, Z., LISCIDINI, M., SIPE, J. E., CHU, S., LITTLE, B. E. et MOSS, D. J. (2008). Low-power continuous-wave nonlinear optics in doped silica glass integrated waveguide structures. *Nature Photonics*, 2, 737–740.
- GAGNON, D. (2011). *Modélisation ondulatoire de structures optiques résonantes : Application aux microcavités diélectriques bidimensionnelles*. Mémoire de maîtrise, Université Laval.
- GARRETT, C., KAISER, W. et BOND, W. (1961). Stimulated Emission into Optical Whispering Modes of Spheres. *Physical Review*, 124, 1807–1809.
- GHULINYAN, M., GUIDER, R., PUCKER, G. et PAVESI, L. (2011). Monolithic Whispering-Gallery Mode Resonators With Vertically Coupled Integrated Bus Waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23, 1166–1168.
- GORODETSKY, M. et ILCHENKO, V. (1994). High-Q optical whispering-gallery microresonators : precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prism couplers. *Optics Communications*, 113, 133–143.

- GRINE, A. J., QUACK, N., GRUTTER, K., ROCHELEAU, T. O., HUANG, J., NGUYEN, C. T.-C. et WU, M. C. (2012). Wafer-scale silica optomechanical oscillators with low threshold power and low phase noise for monolithic optical frequency references. *2012 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*. IEEE, Banff, AB, vol. 5, 51–52.
- GRUTTER, K. E. (2013). *Optical whispering-gallery mode resonators for applications in optical communication and frequency control*. Thèse de doctorat, University of California, Berkeley, Ann Arbor.
- GRUTTER, K. E., GRINE, A., KIM, M.-K., QUACK, N., ROCHELEAU, T., NGUYEN, C. T. et WU, M. C. (2012). A Platform for On-Chip Silica Optomechanical Oscillators with Integrated Waveguides. *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*. OSA, Washington, D.C., vol. 3, CW1M.5.
- HAUS, H. A., POPOVIĆ, M. A., WATTS, M. R., MANOLATOU, C., LITTLE, B. E. et CHU, S. T. (2004). *Optical Resonators and Filters*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., chapitre 1. 1–37.
- HEEBNER, J. E., BOND, T. C. et KALLMAN, J. S. (2007). Generalized formulation for performance degradations due to bending and edge scattering loss in microdisk resonators. *Optics express*, 15, 4452–73.
- HEEBNER, J. E., GROVER, R. et IBRAHIM, T. A. (2008). *Optical Microresonators*, vol. 138 de *Optical Sciences*. Springer New York, New York, NY.
- HIEMATH, K. R. (2005). *Coupled mode theory-based modeling and analysis of circular optical microresonators*. Thèse de doctorat, Universiteit Twente, Ann Arbor.
- HUMPSTON, G. et BAKER, S. J. (1998). Diffusion bonding of gold. *Gold Bulletin*, 31, 131–132.
- HUNSPERGER, R. G. (2009). *Integrated Optics*. Springer New York, New York, NY.
- ILCHENKO, V., GORODETSKY, M. et VYATCHANIN, S. (1994). Coupling and tunability of optical whispering-gallery modes : a basis for coordinate meter. *Optics Communications*, 107, 41–48.
- ILCHENKO, V. et MATSKO, A. (2006). Optical resonators with whispering-gallery modes-part II : applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12, 15–32.
- JELLISON, J. L. (1975). Effect of Surface Contamination on the Thermocompression Bondability of Gold. *IEEE Transactions on Parts, Hybrids, and Packaging*, 11, 206–211.
- KIPPENBERG, T. J., HOLZWARTH, R. et DIDDAMS, S. A. (2011). Microresonator-based optical frequency combs. *Science (New York, N.Y.)*, 332, 555–9.

- LAINE, J.-P., TAPALIAN, C., LITTLE, B. et HAUS, H. (2001). Acceleration sensor based on high-Q optical microsphere resonator and pedestal antiresonant reflecting waveguide coupler. *Sensors and Actuators A : Physical*, 93, 1–7.
- LEE, H., CHEN, T., LI, J., YANG, K. Y., JEON, S., PAINTER, O. et VAHALA, K. J. (2012). Chemically etched ultrahigh-Q wedge-resonator on a silicon chip. *Nature Photonics*, 6, 369–373.
- LI, Q., EFTEKHAR, A., SODAGAR, M. et XIA, Z. (2013). Vertical integration of high-Q silicon nitride microresonators into silicon-on-insulator platform. *Optics . . .*, 21, 3163–3174.
- LITTLE, B., CHU, S., HAUS, H., FORESI, J. et LAINE, J.-P. (1997). Microring resonator channel dropping filters. *Journal of Lightwave Technology*, 15, 998–1005.
- LITTLE, B., CHU, S., PAN, W., RIPIN, D., KANEKO, T., KOKUBUN, Y. et IPPEN, E. (1999a). Vertically coupled glass microring resonator channel dropping filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, 215–217.
- LITTLE, B., FORESI, J., STEINMEYER, G., THOEN, E., CHU, S., HAUS, H., IPPEN, E., KIMERLING, L. et GREENE, W. (1998). Ultra-compact Si-SiO<sub>2</sub> microring resonator optical channel dropping filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10, 549–551.
- LITTLE, B., LAINE, J.-P. et HAUS, H. (1999b). Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators. *Journal of Lightwave Technology*, 17, 704–715.
- LUCHANSKY, M. S. et BAILEY, R. C. (2012). High-Q optical sensors for chemical and biological analysis. *Analytical chemistry*, 84, 793–821.
- MAKER, A. J. et ARMANI, A. M. (2012). Low-loss silica on silicon integrated waveguides. *Proc. SPIE 8270, High Contrast Metastructures*. vol. 8270, 82700S–82700S–7.
- MARCATILI, E. A. J. (1969a). Bends in Optical Dielectric Guides. *Bell System Technical Journal*, 48, 2103–2132.
- MARCATILI, E. A. J. (1969b). Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. *Bell System Technical Journal*, 48, 2071–2102.
- MATSKO, A. et ILCHENKO, V. (2006). Optical resonators with whispering-gallery modes-part I : basics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12, 3–14.
- MIE, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330, 377–445.
- NIEHUSMANN, J., VÖRCKEL, A., BOLIVAR, P. H., WAHLBRINK, T., HENSCHER, W. et KURZ, H. (2004). Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator. *Optics Letters*, 29, 2861.

- OHRING, M. (2001). *Materials Science of Thin Films*. Academic Press, seconde édition.
- OKAMURA, Y., YOSHINAKA, S. et YAMAMOTO, S. (1983). Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides : a simple method. *Applied optics*, 22, 3892.
- PARK, G.-S., KIM, Y.-K., PAEK, K.-K., KIM, J.-S., LEE, J.-H. et JU, B.-K. (2005). Low-Temperature Silicon Wafer-Scale Thermocompression Bonding Using Electroplated Gold Layers in Hermetic Packaging. *Electrochemical and Solid-State Letters*, 8, G330.
- PRAHL, S. (1998). Optical Absorption of Water Compendium.
- PRKNA, L., ČTYROKÝ, J. et HUBÁLEK, M. (2004). Ring microresonator as a photonic structure with complex eigenfrequency. *Optical and Quantum Electronics*, 36, 259–269.
- QURESHI, A. Q. A., COLPO, S., VASILACHE, D. A., GIRARDI, S., CONCI, P. et MARGESIN, B. (2012). Thermocompression bonding for 3D RF MEMS devices using gold and silver as intermediate layer. *CAS 2012 (International Semiconductor Conference)*. IEEE, 183–186.
- RABUS, D. G. (2007). *Integrated Ring Resonators*, vol. 127 de *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- RAMIRO-MANZANO, F., GHULINYAN, M., PRTLJAGA, N., PUCKER, G. et PAVESI, L. (2013). Silicon-based monolithically integrated whispering-gallery mode resonators. A. V. Kudryashov, A. H. Paxton et V. S. Ilchenko, éditeurs, *Proc. SPIE 8600, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control*. vol. 8600, 86001G–86001G–9.
- RAMIRO-MANZANO, F., PRTLJAGA, N., PAVESI, L., PUCKER, G. et GHULINYAN, M. (2012). A fully integrated high-Q Whispering-Gallery Wedge Resonator. *Optics Express*, 20, 22934.
- RAYLEIGH, L. (1910). The problem of the whispering gallery. *Philosophical Magazine*, 20, 1001–1004.
- RAZZARI, L., DUCHESNE, D., FERRERA, M., MORANDOTTI, R., CHU, S., LITTLE, B. E. et MOSS, D. J. (2009). CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator. *Nature Photonics*, 4, 41–45.
- SALEH, B. E. A. et TEICH, M. C. (2007). *Fundamentals of Photonics*. Wiley, seconde édition.
- SEGELSTEIN, D. J. (1981). *No Title*. Mémoire de maîtrise, University of Missouri.
- SHAH HOSSEINI, E., YEGNANARAYANAN, S., ATABAKI, A. H., SOLTANI, M. et ADIBI, A. (2009). High quality planar silicon nitride microdisk resonators for integrated photonics in the visible wavelength range. *Optics Express*, 17, 14543.

- SNYDER, A. W. et LOVE, J. D. (1984). *Optical Waveguide Theory*. Springer US, Boston, MA.
- SOLTANI, M., YEGNANARAYANAN, S. et ADIBI, A. (2007). Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics. *Optics Express*, 15, 4694.
- TAEBI, S., KHORASANINEJAD, M. et SAINI, S. S. (2008). Modified Fabry-Perot interferometric method for waveguide loss measurement. *Applied Optics*, 47, 6625.
- TAKLO, M. M. V., STORÅ S, P., SCHJØ LBERG HENRIKSEN, K., HASTING, H. K. et JAKOBSEN, H. (2004). Strong, high-yield and low-temperature thermocompression silicon wafer-level bonding with gold. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14, 884–890.
- TEE, C., WILLIAMS, K., PENTY, R., WHITE, I. et HAMACHER, M. (2006). Noncritical Waveguide Alignment for Vertically Coupled Microring Using a Mode-Expanded Bus Architecture. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18, 2129–2131.
- TIEN, M.-C., BAUTERS, J. F., HECK, M. J. R., SPENCER, D. T., BLUMENTHAL, D. J. et BOWERS, J. E. (2011). Ultra-high quality factor planar Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ring resonators on Si substrates. *Optics express*, 19, 13551–6.
- TIEN, P. K. (1971). Light waves in thin films and integrated optics. *Applied optics*, 10, 2395–2413.
- TSAU, C., SPEARING, S. et SCHMIDT, M. (2002). Fabrication of wafer-level thermocompression bonds. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 11, 641–647.
- TSAU, C., SPEARING, S. et SCHMIDT, M. (2004). Characterization of Wafer-Level Thermocompression Bonds. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13, 963–971.
- VAHALA, K. J. (2003). Optical microcavities. *Nature*, 424, 839–46.
- VOLLMER, F. et ARNOLD, S. (2008). Whispering-gallery-mode biosensing : label-free detection down to single molecules. *Nature methods*, 5, 591–6.
- VOLLMER, F., YANG, L., FRANK, V. et LAN, Y. (2012). Label-free detection with high-Q microcavities : a review of biosensing mechanisms for integrated devices. *Nanophotonics*, 1, 267–291.
- WASHBURN, A. L., GUNN, L. C. et BAILEY, R. C. (2009). Label-free quantitation of a cancer biomarker in complex media using silicon photonic microring resonators. *Analytical chemistry*, 81, 9499–506.
- WATTS, M. R., ZORTMAN, W. A., TROTTER, D. C., YOUNG, R. W. et LENTINE, A. L. (2011). Vertical junction silicon microdisk modulators and switches. *Optics Express*, 19, 21989.

- WU, J., JIA, S. X., WANG, Y. X. et ZHU, J. (2009). Study on the Gold-Gold Thermocompression Bonding for Wafer-Level Packaging. *Advanced Materials Research*, 60-61, 325–329.
- XU, Q., MANIPATRUNI, S., SCHMIDT, B., SHAKYA, J. et LIPSON, M. (2007). 125 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators. *Optics Express*, 15, 430.
- ZHANG, X. et ARMANI, A. M. (2013). Silica microtoroid resonator sensor with monolithically integrated waveguides. *Optics express*, 21, 22934–22942.



## ANNEXE A

### Transmission d'un système guide d'onde-résonateur multimodes

Cette annexe généralise le calcul du spectre de transmission présenté à la section 2.1.4 à un cas où un guide d'onde multimode interagit avec un microrésonateur multimode.

Dans cette situation, les équations de transfert d'amplitude entre la cavité et le guide d'onde s'écrivent :

$$a_I^+ = i \sum_j \kappa_{Ij} s_j^- + t_I a_I^- \quad (\text{A.1})$$

$$s_J^+ = i \sum_i \kappa_{iJ} a_i^- + t_J s_J^- \quad (\text{A.2})$$

Et les conditions de conservation de l'énergie :

$$t_J^2 + \sum_i \kappa_{iJ}^2 = 1 \quad (\text{A.3})$$

$$t_I^2 + \sum_j \kappa_{Ij}^2 = 1 \quad (\text{A.4})$$

Enfin, les pertes et le déphasage pour un tour complet dans le résonateur donnent l'équation :

$$a_I^- = A_I e^{i\varphi_I} a_I^+ \quad (\text{A.5})$$

On cherche à réexprimer les équations précédentes pour obtenir une relation explicitant les amplitudes de sortie du guide  $s_J^+$  en fonction des modes d'entrée du guide  $s_j^-$ . En combinant (A.5) avec (A.1) et avec (A.2), on obtient :

$$a_I^+ = \frac{i}{1 - t_I A_I e^{i\varphi_I}} \sum_j \kappa_{Ij} s_j^- \quad (\text{A.6})$$

$$s_J^+ = i \sum_i \kappa_{iJ} A_i e^{i\varphi_i} a_i^+ + t_J s_J^- \quad (\text{A.7})$$

Puis, en insérant (A.6) dans (A.7), on obtient l'équation exprimant l'amplitude transmise (coefficients  $s_J^+$ ) en fonction de l'amplitude incidente ( $s_j^-$ ) :

$$s_J^+ = t_J s_J^- - \sum_{i,j} \kappa_{iJ} \kappa_{ij} \frac{A_i e^{i\varphi_i}}{1 - t_i A_i e^{i\varphi_i}} s_j^- \quad (\text{A.8})$$